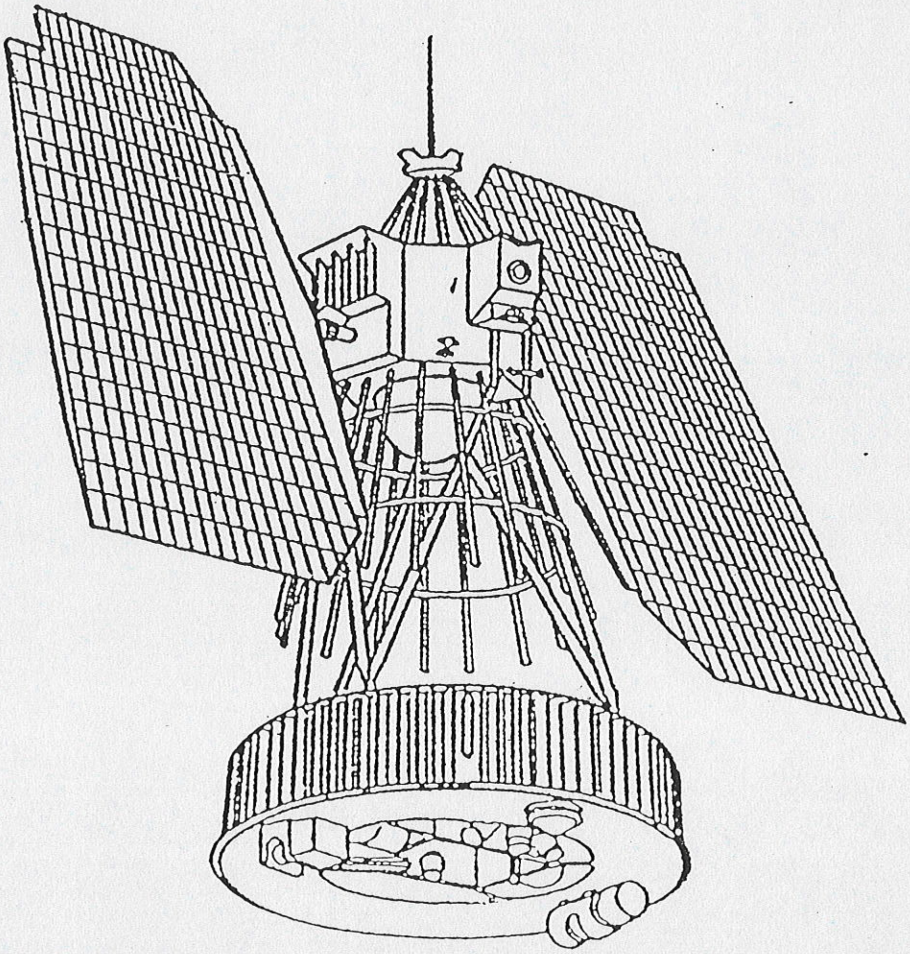
ESCOLA UNIVERSITÀRIA POLITÈCNICA de VILANOVA I LA GELTRÚ

INTRODUCCION A LA FISICA DEL ESTADO SOLIDO



J.L. GARCIA DE VICUÑA
F. GUINJOAN
J.A. ROMÁN
F.X. VILLASEVIL

ESCOLA UNIVERSITARIA POLITECNICA

VILANOVA I LA GELTRÚ

INTRODUCCION A LA FISICA DEL ESTADO SOLIDO

J.L. GARCIA DE VICUNA
F. GUINJOAN
J.A. ROMÁN
F.X. VILLASEVIL

PROLOGO:

La presente publicación va dirigida primordialmente a los alumnos de las especialidades de Electrónica y Telecomunicación de esta Escuela afín de completar con mayor comodidad las explicaciones de clase. Se trata de un resumen introductorio a la Física del Estado Sólido con objeto de cubrir mínimamente una tendencia de la tecnología electrónica actual.

Se empieza por recordar en el primer capítulo las propiedades básicas de la materia en estado sólido para pasar posteriormente en el segundo capítulo a un estudio de los mecanismos de conducción en los semiconductores. En los capítulos 3 y 4 se aborda un estudio simplificado de la unión P-N en equilibrio y polarizada. Finalmente en el capítulo 5 trata de la descripción cualitativa de los dispositivos más usuales basados en la unión P-N.

Debe tenerse en cuenta que se trata de una primera versión y por tanto susceptible de modificación y ampliación en futuras ediciones. Los autores expresan el deseo de que esta publicación sirva de ayuda en la adquisición de nuevos conocimientos.

L. García de Vicuña
F. Guinjoan
A. Román
F. X. Villasevil

Vilanova i la Geltrú, 10 de Diciembre, 1985

INDICE:

CAPITULOS: Pags:

1 INTRODUCCION.. 1

1.1 Leyes electromagnéticas básicas y constantes de interés. 2

1.2 Distribución de átomos en la materia 8

1.3 Modelo atómico. 9

1.4 Bandas de energía. 1.1.1 12

1.5 Conductores, aislantes y semiconductores 1.1.1 13

2 CONDUCCION.. 15

2.1 Conducción intrínseca. 15

2.1.1 Introducción. 16

2.1.2 Movimiento del hueco. 17

2.1.3 Masa eficaz. 18

2.1.4 El efecto Hall. 19

2.2 Conducción extrínseca. 21

2.2.1 Introducción. 21

2.2.2 Semiconductor tipo N. 21

2.2.3 Semiconductor tipo P. 22

(12)

2.3 Relación entre las concentraciones en equilibrio de los portadores. 23

2.3.1 Fenómenos de generación y recombinación. 23

2.3.2 Ley de acción de masas. 1.1.2 24

2.3.3 Ley de neutralidad de carga. 1.1.2 26

2.4 El proceso de conducción: concepto de movilidad. 27

2.4.1 Movilidad y conductividad. 27

2.4.2 Conductividad en semiconductores. 29

2.5 Corrientes de arrastre y difusión. 30

2.5.1 Introducción. 30

2.5.2 Densidad de corriente de arrastre. 31

2.5.3 Densidad de corriente de difusión. 31

2.5.4 Densidad de corriente total y relación de Einstein. 33

2.5.5 Ecuaciones de Boltzmann para portadores. 34

2.6 La ecuación de continuidad. 36

CAPITULOS: Pags:

3 LA UNION P-N SIN POLARIZAR EN EQUILIBRIO........................45

3.1 Explicación cualitativa. 46

3.2 Resultados cuantitativos. 50

3.2.1 Potencial de contacto. 50

3.2.2 Densidad de carga. 51

3.2.3 Campo eléctrico. 52

3.2.4 Potencial. 53

3.2.5 Ancho de la zona de carga espacial. 55

4 LA UNION P-N POLARIZADA.......................................56

4.1 Introducción. 57

4.2 Polarización directa. 58

4.2.1 Mecanismos de conducción.

Anchura de la zona de carga espacial. 58

4.2.2 Cálculo del exceso de concentraciones. 63

4.2.3 Estudio de las corrientes en una unión P-N ideal. 65

4.3 Polarización inversa. 73

4.3.1 Mecanismos de conducción. 73

4.3.2 La corriente inversa de saturación. 75

4.4 Característica tensión corriente ideal de la unión. 76

4.5 Dependencia con la temperatura. 77

4.6 Mecanismos de ruptura. 79

4.7 Transitorio de corte en una unión P-N. 81

4.8 La unión P-N en pequeña señal:modelo equivalente. 84

4.8.1 La capacidad de transición. 85

4.8.2 La capacidad de difusión. 88

4.8.3 La resistencia dinámica. 91

4.9 La unión P-N iluminada. 96

4.10 La unión P-N real. 98

CAPITULOS: Pags:

5 OTROS DISPOSITIVOS DE LA UNION P-N.......................... 100
5.1 Diodos rectificadores. 101
5.2 Diodos de ruptura. 104
5.3 Varicaps o varactores. 105
5.4 Diodos rápidos o de conmutación. 106
5.5 Diodos rectificadores de potencia:diodo PIN. 107
5.6 Diodo túnel. 107
5.7 Diodos emisores de luz:LED 108

BIBLIOGRAFIA..110

CAPITULO 1: INTRODUCCION

1.1 Leyes electromagnéticas básicas y constantes de interés.

1.2 Distribución de átomos en la materia.

1.3 Modelo atómico.

1.4 Bandas de energía.

1.5 Conductores, aislantes y semiconductores.

1.1 Leyes electromagnéticas básicas y constantes de interés.

a) Ley de Coulomb:

Sean dos cargas puntuales positivas q_a y q_b situadas a una discia r; sea $\vec{r}_1$ el vector unitario que de q_a se dirige a q_b:
Se comprueba que la carga q_a actúa sobre q_b ejerciendo sobre ésta una fuerza $\vec{F}_{ab}$ que viene dada por:

$$\vec{F}_{ab} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{q_a \cdot q_b}{r^2} \vec{r}_1 \qquad \text{(ec.0.1)}$$

Recíprocamente, q_b ejerce una fuerza sobre q_a simétrica a la anterior: $\vec{F}_{ab} = -\vec{F}_{ba}$.

b) Intensidad de campo eléctrico.

Es la fuerza que actúa sobre la unidad de carga positiva. Si la carga sobre la que actúa es q_b, el campo eléctrico debido a la carga q_a será:

$$\vec{E}_a = \frac{\vec{F}_{ab}}{q_b} \qquad \text{(ec.0.2)}$$

c) Ley de Biot-Savart:

Sea un conductor recorrido por una corriente I. Dicho conductor genera un campo magnético en el espacio circundante. Para cuantificar dicho campo, caracterizado por su inducción magnética $\vec{B}$, tomamos un elemento dl de longitud del conductor, orientado de forma que $\vec{dl}$ tenga el sentido de avance de la corriente. En un punto P situado a una distancia r del elemento del conductor, la inducción magnética viene dada por:

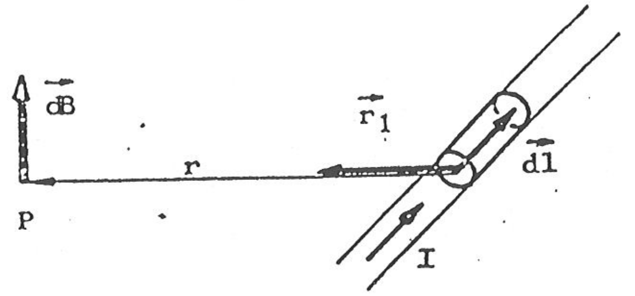


Fig.0.1: Ley de Biot-Savart.

$$\vec{dB} = \frac{\mu_0}{4\pi} . I . \frac{\vec{dl} \wedge \vec{r}_1}{r^2} \qquad (ec.0.3)$$

Sea un conductor recorrido por una corriente I, introducido en un campo magnético de inducción $\vec{B}$. Sobre un elemento dl de dicho conductor, el campo magnético actuará produciendo una fuerza $\vec{dF}$ que viene dada por:

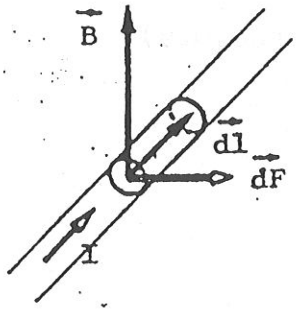


Fig. 0, 2: Ley de Biot-Savart

$$\vec{dF} = I . \vec{dl} \wedge \vec{B} \qquad (ec.0.4)$$

($\vec{dl}$ tiene el sentido de avance de la corriente I)

Análogamente, la fuerza que actúa sobre una partícula cargada en movimiento en un campo magnético es:

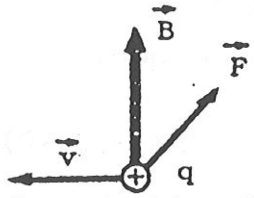


Fig. 0.3: Ley de Biot-Savart.

$$\vec{F} = q . \vec{v} \wedge \vec{B} \qquad (ec.0.5)$$

donde $\vec{v}$ es la velocidad de la partícula.

d) Teorema de Gauss:

Sea q una carga puntual interior a una superficie cerrada S. Esta carga genera un campo eléctrico $\vec{E}$ que atraviesa la superficie; en un elemento de superficie dS, el flujo del campo eléctrico que lo atraviesa vendrá dado por:

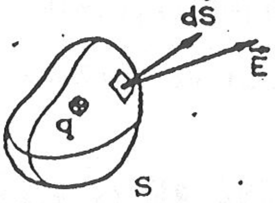


Fig. 0.4: Teorema de Gauss.

$$d\phi = \vec{E} . \vec{dS} \qquad (ec.0\ \ )$$

($\vec{dS}$ normal a S y dirigido hacia el exterior del volumen V encerrado por S)

El teorema de Gauss afirma que para toda la superficie S:

$$\phi_S = \int_S \vec{E} . \vec{dS} = \frac{q}{\varepsilon} \qquad (ec.0.7)$$

siendo q la carga puntual y ε la permitividad del medio ambiente.

Si la carga interior a S está distribuida, de forma que la densidad de carga es:

$$\rho(x,y,z)=\frac{dq}{dV} \qquad \text{(ec.0.8)}$$

(donde la densidad es función del punto), la carga total interior a S será:

$$q=\int_V \rho\, dV \qquad \text{(ec.0.9)}$$

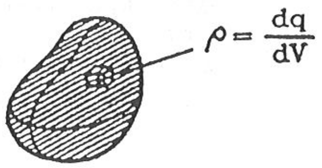


Fig.0.5: Teorema de Gauss-caso de una carga distribuida en V.

En este caso general, el teorema de Gauss afirma que:

$$\phi_S=\int_S \vec{E}.\vec{dS}=\frac{1}{\varepsilon}\int_V \rho\, dV \qquad \text{(ec.0.10)}$$

e) Teorema de la divergencia o de Green:

Se define el operador divergencia (sobre un vector), notado ∇ o bien div., de la siguiente forma:

$$\vec{\nabla}=\frac{\partial}{\partial x}\vec{i}+\frac{\partial}{\partial y}\vec{j}+\frac{\partial}{\partial z}\vec{k} \qquad \text{(ec.0.11)}$$

El campo eléctrico puede expresarse de forma general con sus tres componentes:

$$\vec{E}(x,y,z)=E_x(x,y,z)\vec{i}+E_y(x,y,z)\vec{j}+E_z(x,y,z)\vec{k}$$

La divergencia del campo eléctrico (y en general de cualquier vector) se define como:

$$\text{div } \vec{E}= \vec{\nabla}.\vec{E}=\frac{\partial}{\partial x}\left[E_x(x,y,z)\right]+\frac{\partial}{\partial y}\left[E_y(x,y,z)\right]+\frac{\partial}{\partial z}\left[E_z(x,y,z)\right]$$

(ec.o.12)

El teorema de Green permite la transformación de una integral de superficie a otra de volumen (que será el limitado por la superficie) mediante:

$$\int_S \vec{E}.d\vec{S}= \int_V div.\vec{E}\ dV= \int_V \vec{\nabla}.\vec{E}\ dV \qquad \text{(ec.0.13)}$$

igualando (ec.0.10) a (ec.0.13), obtenemos:

$$\int_V \vec{\nabla}.\vec{E}\ dV= \frac{1}{\varepsilon}\int_V \rho dV \qquad \text{(ec.0.14)}$$

válido para cualquier volumen V encerrado por la superficie S cerrada. La (ec.0.14) puede también escribirse:

$$\frac{\partial}{\partial x}E_x + \frac{\partial}{\partial y}E_y + \frac{\partial}{\partial z}E_z = \vec{\nabla}.\vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon} \qquad \text{(ec.0.15)}$$

Si el campo eléctrico solo tiene una componente según x, entonces:

$$\frac{dE}{dx}= \frac{\rho}{\varepsilon} \qquad \text{(ec.0.16)}$$

y en este caso, el campo eléctrico debido a una distribución de carga en una sola dirección puede hallarse integrando:

$$E= \frac{1}{\varepsilon}\int \rho dx \qquad \text{(ec.0.17)}$$

f) Ecuación de Poisson:

Dado que el campo eléctrico es conservativo, es decir $\oint_C \vec{E}.d\vec{l}=0$, existe una función potencial V(x,y,z) tal que:

$$E = -grad\ V(x,y,z) \qquad \text{(ec.0.18)}$$

donde el operador gradiente, notado como grad o ∇, se define como:

$$\nabla V(x,y,z)=grad\ V(x,y,z)= \frac{\partial}{\partial x}V(x,y,z)\vec{i}+ \frac{\partial}{\partial y}V(x,y,z)\vec{j}+ \frac{\partial}{\partial z}V(x,y,z)\vec{k} \qquad \text{(ec.0.19)}$$

por tanto según (ec.0.18) y (ec.0.19)

$$E = -\nabla V(x,y,z) \qquad \text{(ec.0.20)}$$

es decir:

$$E = -\frac{\partial}{\partial x}V\vec{i} - \frac{\partial}{\partial y}V\vec{j} - \frac{\partial}{\partial z}V\vec{k}$$

Si el campo eléctrico solo tiene componente según x, entonces:

$$E = -\frac{dV}{dx} \qquad \text{(ec.0.21)}$$

y en consecuencia, la función potencial puede obtenerse integrando:

$$V = -\int E\ dx \qquad \text{(ec.0.22)}$$

Sustituyendo (ec.0.20) en (ec.0.15) obtenemos la ecuación conocida

como ecuación de Poisson:

$$\vec{\nabla}.\nabla V = -\frac{\rho}{\varepsilon} \qquad \text{(ec.0.23)}$$

El operador matemático $\vec{\nabla}.\nabla$ se conoce como "laplaciana" (de una función) y viene definido por:

$$\vec{\nabla}.\nabla V(x,y,z) = \frac{\partial^2}{\partial x^2}V(x,y,z)+\frac{\partial^2}{\partial y^2}V(x,y,z)+\frac{\partial^2}{\partial z^2}V(x,y,z) \qquad \text{(ec.0.24)}$$

y suele notarse como:

$$\vec{\nabla}.\nabla = \nabla^2$$

Así, tras el desarrollo, la ecuación de Poisson queda:

$$\nabla^2 V = \frac{\partial^2}{\partial x^2}V+\frac{\partial^2}{\partial y^2}V+\frac{\partial^2}{\partial z^2}V = -\frac{\rho}{\varepsilon} \qquad \text{(ec.0.25)}$$

En el caso unidimensional, la ecuación de Poisson queda:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon} \qquad \text{(ec.0.26)}$$

En el caso de que $\rho = 0$, la ecuación de Poisson se conoce con el nombre de ecuación de Laplace.

TABLA DE CONSTANTES FISICAS UTILIZADAS EN SEMICONDUCTORES.

Generales:

Carga del electrón........................ $q=1,6.10^{-19}$ C.

Masa en reposo del electrón................ $m_o=9,1.10^{-31}$ Kgr.

Constante de Planck....................... $h=6,626.10^{-34}$ Joul.seg.

Constante de Boltzmann.................... $K=1.38.10^{-23}$ Joul/ºK

$K=8,630.10^{-5}$ eV/ºK.

Permitividad del vacio.................... $\varepsilon_o=8,854.10^{-12}$ F/m.

Permeabilidad del vacio................... $\mu_o=4\ \ .10^{-7}$ H/m.

Especificas para:	Ge	Si	GaAs
Atomos/cm^3	$4,42.10^{22}$	5.10^{22}	$2,21.10^{22}$
Peso atómico	72,6	28,08	144,63
Campo de ruptura (V/cm)	10^5	3.10^5	4.10^5
Densidad (gr./cm^3)	5,325	2,328	5,32
Constante dieléctrica	16	11,8	10,9
Ancho del Gap (eV)			
a 0ºK	0,784	1,21	1,58
a 300ºK	0,66	1,1	1,43
n_i(cm^{-3}) a 300ºK	$2,4.10^{13}$	$1,6.10^{10}$	$1,1.10^7$
μ_n (cm^2/V.seg)	3900	1500	8500
μ_p (cm^2/V.seg)	1900	600	400
D_n (cm^2/ seg)	101	39	22
D_p (cm^2/ seg)	49	15	10
τ minoritarios (seg)	10^{-3}	$2,5.10^{-3}$	10^{-8}
Afinidad electrónica (eV)	4	4,05	4,07
Resistividad intríns.(Ω)	45	230 K	64 M
Punto de fusión (ºC)	937	1420	1238
Masa eficaz (m^*/m_o)			
electrones	0,55	1,1	0,068
huecos	0,37	0,59	0,5

1.2 Distribución de átomos en la materia:

Recordemos brevemente algunos conceptos de interés:

MATERIA: constituida por átomos formados por un núcleo cargado positivamente y unos electrones que gravitan a su alrededor cargados negativamente. Como sabemos el átomo es eléctricamente neutro.

FASES: como sabemos éstas son tres, sólida líquida y gaseosa, dependiendo de las fuerzas de unión entre átomos: al aumentar la temperatura aumentan las vibraciones atómicas disminuyendo la fuerza interatómica y en consecuencia mayor separación entre átomos.

SOLIDOS: en los cuales vamos a centrar nuestro estudio; se caracterizan por una separación pequeña entre átomos y por unas fuerzas interatómicas intensas debidas a los electrones externos (de valencia). Los átomos adoptan una distribución tridimensional ordenada denominada estructura cristalina, formada por células unitarias que se repiten en las tres direcciones constituyendo la red cristalina (cristal). Sus propiedades físicas de mayor interés son:

- radios de órbitas externas del orden de 10^{-8} cm.
- solape de las órbitas exteriores: algún electrón de la órbita externa está compartido por más de un átomo.
- La situación y movimiento de los electrones de valencia queda determinada por la distribución de la red cristalina.

CRISTAL: eléctricamente neutro en su conjunto. Su configuración es estable debido a que adopta una estructura de energía mínima.

1.3 Modelo atómico.

a) Observaciones experimentales:

Recordemos los resultados experimentales más importantes respecto al átomo:

- Casi toda la masa del átomo está concentrada en su núcleo
- Los electrones ocupan el resto del volumen atómico.
- Para conservar la neutralidad de carga del átomo el núcleo debe estar cargado positivamente a fin de contrarrestar la carga negativa de los electrones.

Razonando clásicamente, el núcleo ejerce una fuerza atractiva sobre los electrones (Ley de Coulomb). Para que los electrones no caigan sobre el núcleo deben estar dotados de un movimiento orbital de forma que: $F_{centrifuga} = -F_{Coulomb}$. Según la física clásica, una carga acelerada debe emitir energía electromagnética (Ley de Biot-Savart) por lo que la energía total del electrón disminuye y por tanto el radio de su órbita con lo que el electrón caería sobre el núcleo. Como vemos la física clásica es incapaz de explicar la estabilidad de la órbita del electrón.

b) Modelo atómico de Böhr; hipótesis:

Para colmar el vacío físico existente Böhr formula las siguientes hipótesis:

a) El electrón gira en una órbita circular alrededor del núcleo tal que: $F_{centrífuga} = -F_{Coulomb}$.

b) Solo son posibles órbitas cuyo momento angular dado por $|\vec{r} \wedge m\vec{v}|$ sea múltiplo entero de $h/2\pi$, donde h es la constante de Planck.

c) En la órbita permitida el electrón no irradía energía.

d) Se emite o absorbe energía cuando un electrón salta de una órbita de energía E_i a otra de energía E_f, y la frecuencia de la radiación emitida (o absorbida) es:

$$\nu = \frac{E_i - E_f}{h} \quad rd/s \qquad \text{(ec. 1,1)}$$

La traducción matemática de las hipótesis anteriores es:

a) $$m\frac{v^2}{r} = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \qquad \text{(ec.1.2)}$$

b) $$|\vec{r} \wedge m\vec{v}| = mvr = n\hbar \qquad \text{(ec.1.3)} \qquad n \in \mathbb{N}, \quad \hbar = h/2\pi$$

Es decir, para cada valor de n existe un valor de v y de r permitidos. Despejando de (ec.1.2) y de (ec.1.3):

$v = \frac{n\hbar}{mr}$, sustituyendo en (ec1.2): $\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = m\left(\frac{n\hbar}{mr}\right)^2 \frac{1}{r}$

obteniendo finalmente:

$$r(n) = \frac{\hbar^2 4\pi\epsilon_0}{mq^2} n \qquad \text{(ec.1.4)} \qquad v(n) = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar} \frac{1}{n} \qquad \text{(ec1.5)}$$

donde $n \in \mathbb{N}$.

Hallemos ahora cual va a ser la energía total de un electrón, E_{etot}:

Como sabemos:

$$E_{etot} = E_{cin} + E_{pot} \qquad \text{(cinética + potencial)} \qquad \text{(ec.1.6)}$$

donde:

$$E_{pot} = \int_{\infty}^{r} \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2(n)} dr = -\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r(n)} \qquad \text{(ec.1.7)}$$

y según (ec.1.2):

$$E_{cin} = \frac{1}{2} mv^2(n) = \frac{q^2}{8\pi\epsilon_0 r(n)} \qquad \text{(ec.1.8)}$$

y sustituyendo (ec1.7) (ec.1.8) en (ec1.6):

$$E_{tot} = -\frac{q^2}{8\pi\epsilon_0 r(n)} = -\frac{mq^4}{2(4\pi\epsilon_0)^2 h^2} \frac{1}{n^2} = E(n) \qquad \text{(ec.1.9)}$$

expresión que da el valor de la energía E(n) permitida para cada $n \in \mathbb{N}$. Su representación gráfica nos muestra una serie de niveles de energía permitidos, lo que nos permite decir que la energía del electrón en el átomo está cuantificada.

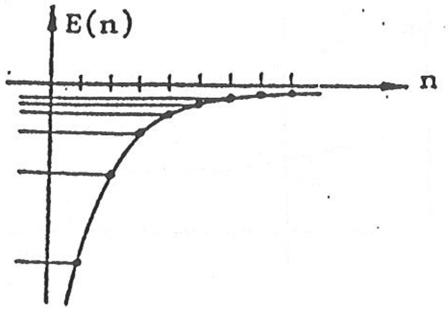


Fig.1.1:Niveles de energía permitidos
del electrón en el átomo.

De la gráfica anterior también podemos deducir que los electrones de las capas externas del átomo son los de mayor energía.En su estado normal el electrón ocupa el nivel de energía mínima por ser el más estable.

Al ser excitado (absorbiendo la energía de un fotón $E=h\nu$,por ej.) el electrón salta a niveles de energía superiores permitidos,para después volver a su nivel normal,emitiendo un fotón de frecuencia ν (y energía $h\nu$) siendo observada la línea correspondiente a dicha frecuencia en el espectro de emisión.

c)Números cuánticos:

Definen exactamente las diferentes órbitas y energías posibles de los electrones en un átomo y son los siguientes:

- -n=número cuantico principal (energía) $n \in \mathbb{N}$
- -l= " " orbital $l=0,1,2...n-1.$
- -m= " " magnético $-l \leq m \leq l$ $m \in \mathbb{N}$
- -s= " " de spin $s=+\frac{1}{2},-\frac{1}{2}.$

Para cada combinación (n,l,m,s) existe un único nivel de energía en el átomo.

d)Principio de exclusión de Pauli:

Dos electrones que interaccionen entre sí no pueden tener los cuatro números cuánticos iguales:es decir en un nivel de energía permitido solo existe un único electrón.

De esta forma,al aproximarse dos átomos,los electrones que interaccionan determinan la aparición de nuevos niveles discretos de energía (Fig1.2):

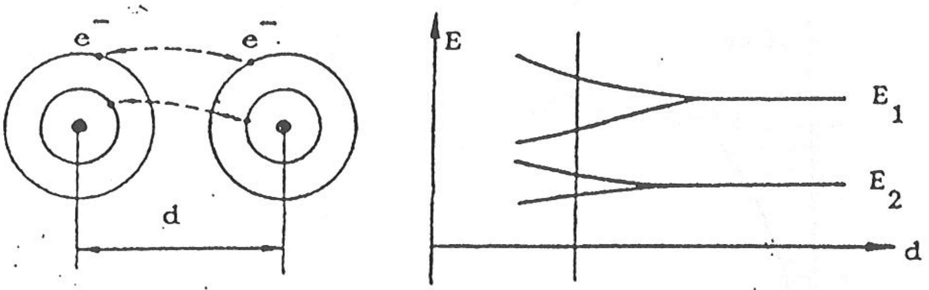


Fig.1.2:Desdoblamiento de niveles energéticos permitidos, por el principio de exclusión de Pauli.

1.4 Bandas de energía:

Al interaccionar N átomos, como es el caso en un cristal real, cada nivel permitido se desdobla en N subniveles permitidos muy próximos como puede verse en la Fig.1.3:

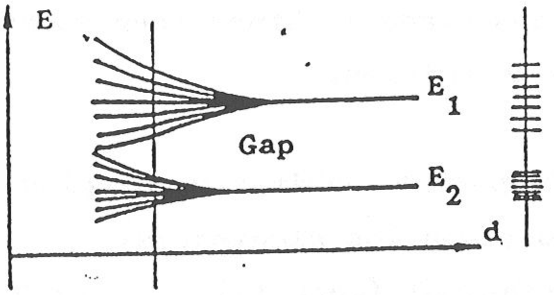


Fig.1.3:Desdoblamiento de niveles energéticos en un cristal real.

Cada grupo de niveles de energía muy próximos recibe el nombre de banda de energía.

En un cristal, formado por N átomos, los electrones estarán ocupando niveles de energía que estarán agrupados en las bandas de energía de la estructura cristalina. Las dos bandas fundamentales (correspondientes a los electrones más externos) son las bandas de VALENCIA y de CONDUCCION, separadas por una zona de energías no permitidas denominada banda prohibida o Gap, así pués:

-banda de valencia (BV): niveles totalmente ocupados por los electrones de valencia.

Banda de conducción (BC):niveles desocupados u ocupados parcialmente por electrones de conducción.

Banda prohibida (Gap):rango de energías prohibidas que separa la banda de valencia de la de conducción.

1.5 Conductores,aislantes y semiconductores.

Atendiendo a su estructura de bandas,podemos definir los siguientes tipos de materiales desde el punto de vista de conducción eléctrica:

a)Conductores:

La banda de valencia y la banda de conducción se hallan superpuestas.Al aplicar un campo eléctrico,los electrones no encuentran impedimento para pasar a la banda de conducción y desligarse de su átomo,produciéndose la conducción eléctrica:los electrones pueden moverse libremente para un amplio margen de temperaturas.

-Conductores típicos:Cu,Ag,Au,Al.

-Resistividad típica: $\approx 10^{-5}$ a $10^{-6}\Omega$-cm.

-Gap=0 eV.

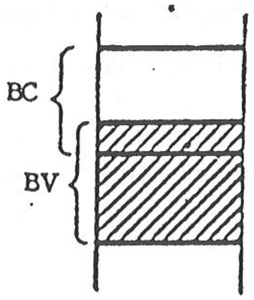


Fig.1.4:Estructura de bandas de un conductor.
(la parte rayada corresponde a niveles ocupados).

b)Aislantes:

La banda de valencia y la banda de conducción se encuentran muy separadas,con una banda prohibida de amplitud del orden de unos 6eV. La banda de valencia se encuentra totalmente llena y la banda de conducción totalmente vacía,por lo que al aplicar un campo eléctrico resultará muy difícil el salto de un electrón de la BV a la BC vacía con una tensión ordinaria aplicada.Además,puesto que la BV está enteramente ocupada,los electrones que hay en ella no pueden moverse (es decir no hay movimiento de cargas y por tanto no hay corriente) ya que se violaría el principio de exclusión de Pauli.

Aislante típico:C (diamante).

Resistividad típica: $\rho = 10^{18}\Omega$-cm.

Gap=7 eV (diamante).

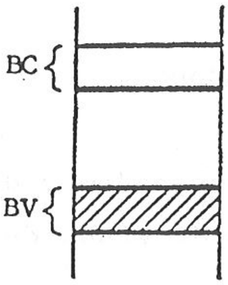


Fig.1.5:Estructura de bandas de un aislante.
(la parte rayada corresponde a niveles ocupados)

c)Semiconductores:

Presentan conductividad débil a bajas temperaturas y aumenta al incrementarse la temperatura.Al igual que los aislantes la BV y BC se encuentran separadas por una banda prohibida pero de amplitud mucho menor,del orden de 1eV.Al aumentar la temperatura,algunos electrones adquieren la energía térmica suficiente para saltar de la BV (llena) a la BC (vacía);por tanto el comportamiento de dichos materiales a nivel cualitativo es el siguiente:

-A temperaturas bajas:aislantes.

-A " medias:baja conductividad, $\rho = 10^5$ a $10^{-3}\Omega$-cm.

Semiconductores típicos:Ge,Si.

Gap: =0,7 eV (Ge)

=1,1 eV (Si)

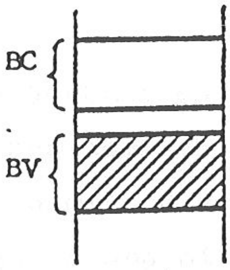


Fig.1.6:Estructura de bandas de un semiconductor.
(la parte rayada corresponde a niveles ocupados).

CAPITULO 2:CONDUCCION.

2.1 Conducción intrínseca.

2.1.1 Introducción.

2.1.2 Movimiento del hueco.

2.1.3 Masa eficaz.

2.1.4 Efecto Hall.

2.2 Conducción extrínseca.

2.2.1 Introducción.

2.2.2 Semiconductor tipo N.

2.2.3 Semiconductor tipo P.

2.3 Relación entre las concentraciones de portadores en equilibrio.

2.3.1 Fenómenos de generación y recombinación.

2.3.2 Ley de acción de masas.

2.3.3 Ley de neutralidad de carga.

2.4 El proceso de conducción:concepto de movilidad.

2.4.1 Movilidad y conductividad.

2.4.2 Conductividad en semiconductores.

2.5 Corrientes de arrastre y difusión.

2.5.1 Introducción

2.5.2 Densidad de corriente de arrastre.

2.5.3 Densidad de corriente de difusión.

2.5.4 Densidad de corriente total y relación de Einstein.

2.5.5 Ecuaciones de Boltzmann para portadores.

2.6 La ecuación de continuidad.

2-CONDUCCION.

2.1 Conducción intrinseca

2.1.1 Introducción:

Se denomina semiconductor intrínseco a un material semiconductor sin impurezas (puro) y perfectamente cristalino.

La estructura cristalina del Ge o del Si es semejante a la del diamante (C):estos elementos pueden encontrarse en el grupo IV de la tabla periódica (valencia 4).

La estructura de estos elementos semiconductores,esquematizada en la Fig.2.1,presenta las siguientes características a 0ºK:

-Cada átomo se halla rodeado de 4 átomos vecinos

-Los 4 electrones de valencia (es decir los de la última capa) están compartidos con los átomos vecinos,completando la estructura estable de 8 electrones en la última capa.

-Cada par de electrones compartidos forma un enlace covalente que mantiene la unión de los átomos del cristal.Al no haber aporte de energía térmica (estamos a 0ºK) los electrones no tienen la energía suficiente para liberarse de sus enlaces;dicho en otras palabras no pueden saltar de la BV a la BC franqueando el Gap=E_g.

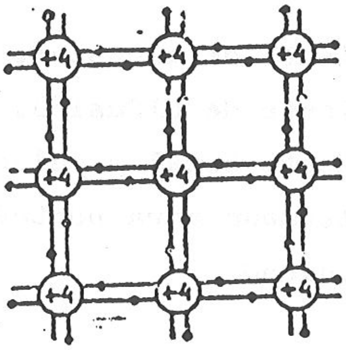


Fig.2.1:T=0ºK:esquema bidimensional de los enlaces entre átomos.

Al aumentar la temperatura algún electrón de valencia puede liberarse de su átomo saltando de la BV a la BC,dejando vacante el lugar que ocupaba.El nivel de energía que se halla ahora vacío en la BV tenderá a ser ocupado por otros electrones de la BV,quedando siempre un nivel vacante que a todos los efectos se comportará como una partícula de carga positiva igual a la del electrón,$+q_e$ y masa eficaz m_e.Esta partícula aparente se denomina hueco y

la comprobación experimental de su existencia es conocida como efecto Hall. Al romperse un enlace covalente y "crearse" un hueco se dice que se ha generado un par electrón-hueco, como puede verse en la Fig.2.2:

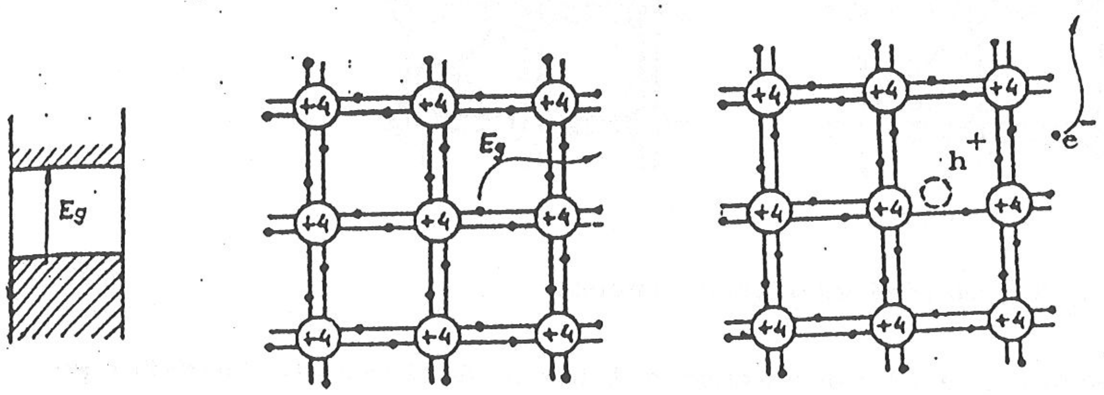


Fig.2.2: T > 0ºK; generación de un par electrón-hueco (e^{-}-h^{+})

Al aplicar ahora, tras la generación del par, un campo eléctrico exterior E, éste actúa sobre el electrón y el hueco, contribuyendo ambos a una corriente de conducción intrínseca (por ser intrínseco el semiconductor).

Obsérvese que la conducción se produce a través de dos modos de movimiento de electrones:

- -Electrones libres de conducción (en la BC)
- -Huecos libres en la BV (movimiento de electrones ligados en la BV)

Admás, en cada liberación de un electrón se genera un hueco, con lo que en un semiconductor intrínseco:

Nº de electrones de conducción=Nº de huecos.

2.1.2 Movimiento del hueco:

Una vez se ha producido la generación de un par electrón-hueco, veamos en la Fig.2.3 una imagen simplificada del mecanismo por el cual el hueco puede moverse libremente:

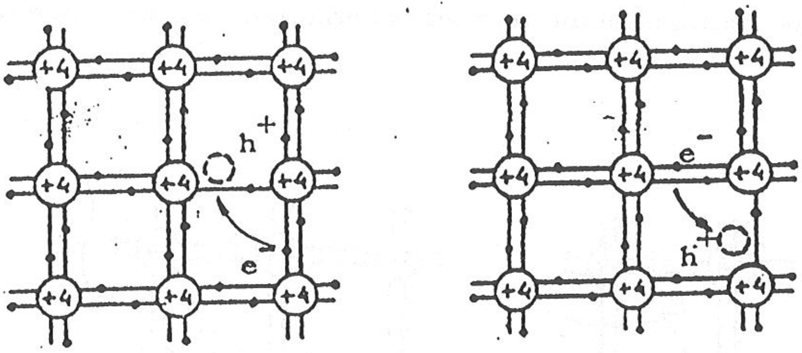


Fig.2.3:Movimiento de un hueco.

Puede considerarse el movimiento del hueco debido a la transferencia de la ionización a otro átomo,a causa del salto de un electrón de valencia (de otro enlace covalente) a la vacante existente,con lo que se crea otra vacante en otro enlace próximo.Por otra parte debemos hacer notar que:

-El movimiento del hueco no implica movimiento de electrones libres sino de electrones ligados.

-El movimiento del hueco queda explicado satisfactoriamente por una partícula libre de masa m_e y carga $+q_e$ como se comprueba experimentalmente.

2.1.3 Masa eficaz:

Al aplicar un campo de fuerzas sobre un cristal semiconductor (campo eléctrico o magnético),los electrones y huecos se aceleran, pero además de las fuerzas exteriores aplicadas existen fuerzas in interiores debidas a los núcleos atómicos y demás electrones de la red,produciéndose aceleraciones adicionales (explicadas por la mecánica cuantica).

El efecto de todas estas fuerzas internas periódicas del cristal puede resumirse introduciendo un nuevo valor de la masa de la partícula acelerada,llamado masa eficaz m^*,de forma que si v_e y v_h son las velocidades del electrón y del hueco,y F_e y F_h las fuerzas del campo exterior aplicado sobre los mismos,se cumplirá:

$$F_e = m_e^* \cdot \frac{dv_e}{dt} \quad \text{(ec.2.1)} \qquad\qquad F_h = m_h^* \cdot \frac{dv_h}{dt} \quad \text{(ec.2.2)}$$

El valor de m^* nos da la medida de la "facilidad" con que la partícula puede acelerarse en el interior de un cristal:a mayor masa eficaz,menor aceleración se observará,para una misma fuerza aplicada.

2.1.4 El efecto Hall:

El efecto Hall se manifiesta al aplicar simultáneamente un campo eléctrico y un campo magnético perpendiculares a un semiconductor, como puede verse en la Fig.2.4;este experimento pone de manifiesto la existencia de los dos tipos de portadores de carga en semiconductores:electrones y huecos .

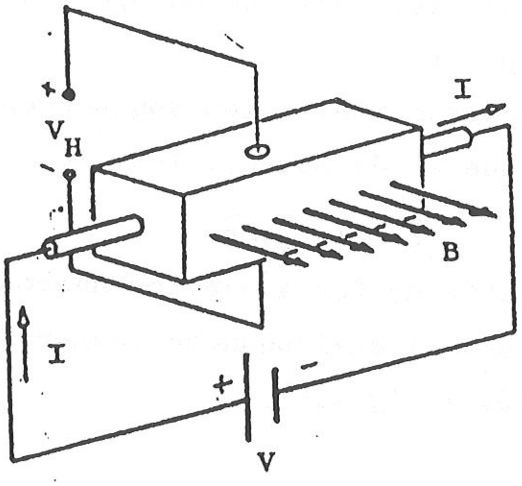


Fig.2.4:Montaje experimental del efecto Hall.

La fórmula de Lorentz nos da la fuerza a la que se encuentra sometida una carga eléctrica en presencia de un campo eléctrico y un campo magnético:

$$\vec{F} = q.\vec{E} + q.\vec{v} \wedge \vec{B} \qquad \text{(ec.2.3)}$$

A consecuencia de la aplicación simultánea de ambos campos,aparece una tensión V_H entre las caras perpendiculares del semiconductor,denominada tensión de Hall,que tiene una polaridad positiva o negativa según los portadores mayoritarios sean electrones o huecos:

Semiconductor tipo N:

En este caso los portadores mayoritarios son electrones cuya carga es -q, luego:

$$\vec{F} = -q\, \vec{v} \wedge \vec{B} \qquad \text{(ec.2.4)}$$

Es decir $\vec{F}$ actúa de forma que los electrones se dirigen a la cara inferior del semiconductor creando una tensión de Hall V_H positiva, como puede verse en la Fig.2.5:

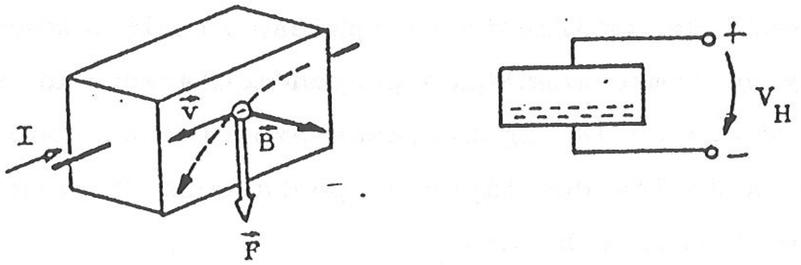


Fig.2.5: Efecto Hall en un semiconductor tipo N.

Semiconductor tipo P:

Ahora los portadores mayoritarios son huecos (con carga +q) y por tanto la fuerza que actúa sobre ellos viene dada por:

$$\vec{F} = +q\, \vec{v} \wedge \vec{B} \qquad \text{(ec.2.5)}$$

y como vemos $\vec{F}$ actúa de forma que los huecos se dirigen también a la cara inferior del semiconductor, generándose una tensión de Hall negativa (véase Fig.2.6).

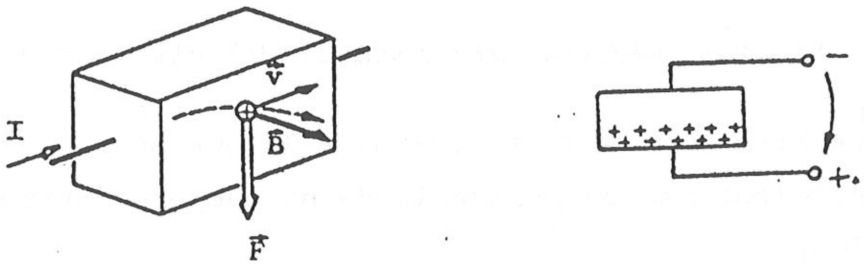


Fig.2.6: Efecto Hall en un semiconductor tipo P.

2.2 Conducción extrínseca.

2.2.1 Introducción:

Se denomina semiconductor extrínseco a un material semiconductor perfectamente cristalino en el que se han introducido "impurezas" en una concentración adecuada:así,algunos de los átomos del elemento que compone el cristal(generalmente del grupo IV) han sido sustituidos por átomos de otro elemento (del grupo III o del grupo V habitualmente) que poseen en su última capa un electrón de más o de menos.En este caso diremos que el cristal está dopado.

2.2.2 Semiconductor tipo N:

En un semiconductor tetravalente (como el Si) se han introducido átomos pentavalentes,es decir con un electrón de valencia de más,tales como P,As,Sb.Este quinto electrón de valencia,al no formar parte de ningún enlace covalente,queda muy débilmente ligado a su átomo,y basta un pequeño incremento de energía para que pase a la banda de conducción,pasando a ser un electrón de conducción:de esta manera podemos representar la energía de este electrón con un nivel próximo a la banda de conducción,E_d, al cual llamaremos nivel donador (Fig.2.7).Al perder un electrón el átomo dopante se transforma en un ión fijo positivo en la red cristalina.Los átomos de este tipo de impureza se denominan <u>donadores</u>.

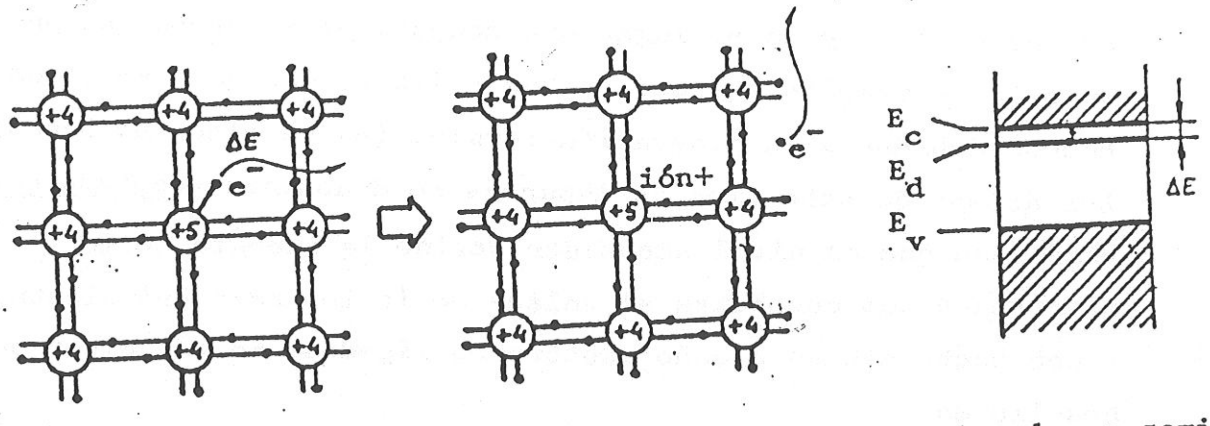


Fig.2.7:Modelo bidimensional y estructura de bandas de un semiconductor tipo N.

Obsérvese que el ión fijo positivo está sujeto a la red cristalina (puesto que forma parte de ella) y no puede contribuir al transporte de corriente (como lo haría un hueco).

Además de los electrones de conducción "donados", a una cierta temperatura, existirán también pares electrón-hueco libres generados térmicamente (rotura de enlaces covalentes). Así para un semiconductor tipo N:

Nº de electrones libres=Ionización de impurezas+Rotura de enlaces covalentes.

Nº de huecos libres=Rotura de enlaces covalentes.

Lo que nos permite concluir que para todo semiconductor tipo N:

Nº de electrones libres > Nº de huecos libres

Así los portadores mayoritarios son los electrones.

2.2.3 Semiconductor tipo P:

En este caso se han introducido átomos con un electrón de valencia de menos respecto al cristal puro. El electrón que falta para completar el enlace covalente equivale a un hueco debilmente ligado al átomo de impureza. Basta un pequeño incremento de energía aplicado a un electrón de un enlace covalente próximo para que rompa su enlace y complete el enlace vacante de la impureza. La energía final de este electrón la podemos representar por un nivel próximo a la banda de valencia, E_a, al cual llamaremos nivel aceptador (Fig.2.8). Al captar un electrón el átomo dopante se transforma en un ión fijo negativo en la red cristalina y en el lugar que ocupaba el electrón que produce la ionización aparece un hueco libre, que se suma a los huecos debidos a la generación térmica (pares electrón-hueco). Los átomos de este tipo de impureza se denominan aceptadores. Obsérvese que el nivel aceptador define la energía de los electrones que completan el enlace de la impureza trivalente, y por tanto siguen siendo electrones ligados: no son electrones libres.

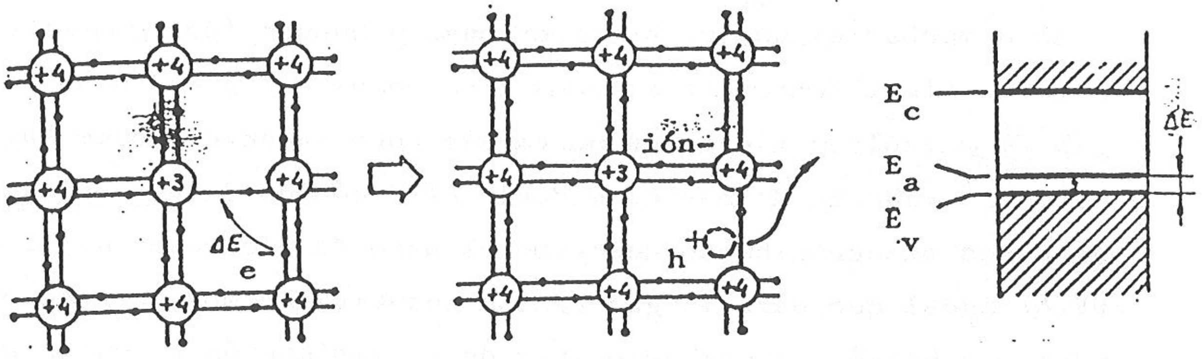


Fig.2.8: Modelo bidimensional y estructura de bandas de un semiconductor tipo P.

Observese que el ión negativo está fijo en la red cristalina y no puede contribuir al transporte de corriente, como sí puede hacerlo un electrón libre(de la banda de conducción).

Además de los huecos liberados por cada atomo "aceptador" tendremos los pares electrón-hueco libres generados térmicamente, con lo cual en un semiconductor tipo P:

Nº de huecos libres = Ionización de impurezas + Rotura de enlaces covalentes.

Nº de electrones libres = Rotura de enlaces covalentes.

Por tanto, para todo semiconductor tipo P:

Nº huecos libres > Nº electrones libres

Por consiguiente los portadores mayoritarios son los huecos.

2.3 Relación entre las concentraciones en equilibrio de los portadores.

2.3.1 Fenómenos de generación y recombinación.

En un material semiconductor puro,a una temperatura determinada existe una generación de pares electrón-hueco por unidad de volumen y de tiempo:es decir,la energía térmica aportada al semiconductor es suficiente para romper algunos enlaces covalentes y así provocar el salto de electrones (ligados por sus enlaces covalentes) de la BV a la BC.Cuantificaremos este fenómeno a través de una velocidad de generación ,G_{ith},cuyas dimensiones son nº de enlaces rotos/unidad de volumen y tiempo.

Se demuestra que G_{ith} depende de la temperatura.

Al aumentar el número de electrones y huecos (por generación) existen simultáneamente algunos electrones que pierden su energía E_g y vuelven a caer en un enlace roto vacante (donde hay un hueco)formándolo de nuevo:es decir el fenómeno de recombinación de pares electrón-hueco describe el paso de elctrones de BC a BV.Al igual que para la generación cuantificaremos la recombinación a través de una velocidad de recombinación R_i cuyas unidades son nº de enlaces completados/unidad de volumen y tiempo. Esta velocidad de recombinación depende de la temperatura y de las concentraciones de electrones y huecos libres (si un hueco está rodeado por una concentración elevada de electrones la probabilidad de que se recombine con uno de ellos es mayor que si la concentración de electrones es baja).

2.3.2 Ley de acción de masas.

Sea: n=Concentración de electrones libres=Nº elect./un.vol.

p=Concentración de huecos libres=Nº huecos/un.vol.

Para la temperatura ambiente, $T = T_{amb}$ =cte,se llega a un equilibrio térmico en el cual $R_i = G_{ith}$ y las concentraciones n y p permanecen constantes y no varían con el tiempo.Esto es cierto para cualquier tipo de semiconductor (dopado o no).Si nos referimos a un semiconductor intrínseco entonces una vez alcanzado el equilibrio se cumplirá:

$$n = p = n_i \qquad \text{(ec.2.6)}$$

donde n_i es la concentración de electrones y huecos en un material intrínseco,n_i depende pués de la temperatura y a partir de ahora notaremos la concentración de un material intrínseco por $n_i(T)$ siendo T la temperatura.Puede demostrarse que la ley de dependencia con la temperatura de $n_i(T)$ viene dada por:

$$n_i^2(T) = A.T^3.e^{-E_{go}/KT} \qquad \text{(ec.2.7)}$$

donde E_{go} y A son constantes del material semiconductor,T es la temperatura en ºK.

Por ejemplo,para el Ge y el Si:

$$n_i^2(T) = 3{,}1.10^{32}.T^3.e^{-9100/T}\ cm^{-6} \qquad (Ge) \qquad (ec.2.8)$$

$$n_i^2(T) = 1{,}5.10^{33}.T^3.e^{-14000/T}\ cm^{-6} \qquad (Si) \qquad (ec.2.9)$$

Esta última relación tiene la siguiente representación gráfica:

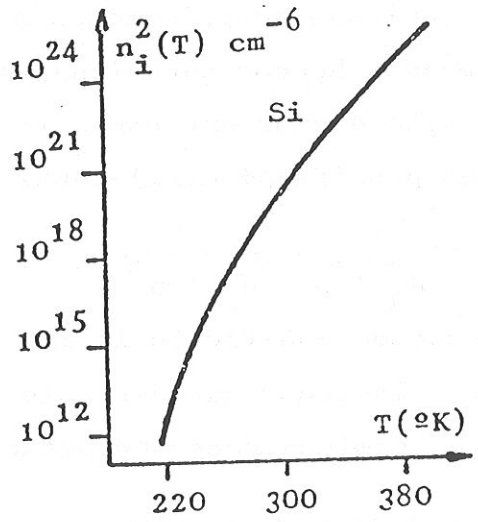


Fig.2.9:Variación con la temperatura de la concentración de portadores en silicio puro.

Como ya hemos mencionado,la recombinación R_i depende de la temperatura y de la concentración de portadores.Puede demostrarse que:

$$R_i = r_i(T).n.p \qquad (ec.2.10)$$

donde $r_i(T)$ es una función de la temperatura.La ecuación anterior es válida tanto para materiales intrínsecos como extrínsecos,por tanto podemos sustituir (ec.2.6) en (ec.2.10):

$$R_i = r_i(T).n_i^2(T) \qquad (ec.2.11)$$

o,alternativamente:

$$\boxed{n.p = \frac{R_i}{r_i(T)} = \frac{G_{ith}}{r_i(T)} = n_i^2(T)} \qquad (ec.2.12)$$

que es la relación conocida como ley de acción de masas y nos dice que "en cualquier semiconductor (intrínseco o extrínseco) el producto de las concentraciones de portadores a una temperatura T es igual al cuadrado de la concentración de portadores del semiconductor intrínseco a dicha temperatura: $n.p = n_i^2(T)$.

2.3.3 Ley de neutralidad de carga.

La ley de neutralidad de carga nos dice que la carga neta total del cristal debe ser nula.Sea:

N_d = nº de átomos donadores por unidad de volumen.

N_a = nº de átomos aceptores por unidad de volumen.

Como ya hemos indicado anteriormente n y p son las concentraciones de electrones y huecos;suponiendo que todas las impurezas estén ionizadas,tendremos que por unidad de volumen:

Total carga pos.(fija+móvil)=Total carga neg.(fija+móvil)

es decir:

carga + carga -

$$N_d + p = N_a + n \qquad \text{(ec.2.13)}$$

ecuación que pone de manifiesto la ley de neutralidad de carga.
Resumiendo,las relaciones que determinan la concentración de portadores en un semiconductor homogéneamente dopado,en equilibrio son:

$n.p = n_i^2$	(Ley de acción de masas)
$N_d + p = N_a + n$	(Ley de neutralidad de carga)

Así:

-si $N_d \gg N_a$ entonces $n \gg p$ material tipo N:

$$n \cong N_d \qquad p \cong \frac{n_i^2}{N_d} \qquad \text{(ec.2.14)}$$

-si $N_a \gg N_d$ entonces $p \gg n$,material tipo P:

$$p \cong N_a \qquad n \cong \frac{n_i^2}{N_a} \qquad \text{(ec.2.15)}$$

La concentración exacta puede hallarse a partir de (ec.2.12) y de (ec.2.13) despejando p en función de n,por ejemplo y sustituyendo obtenenmos:

$$n^2 - (N_d - N_a)\, n - n_i^2 = 0 \qquad \text{(ec.2.16)}$$

y entonces:

$$n = \frac{N_d - N_a \pm \sqrt{(N_d - N_a)^2 + 4n_i^2}}{2} \qquad \text{(ec.2.17)}$$

$$p = \frac{n_i^2}{n} \qquad \text{(ec.2.18)}$$

2.4 El proceso de conducción: concepto de movilidad.

2.4.1 Movilidad y conductividad:

Sea la siguiente barra semiconductora de sección A, longitud L y N electrones libres que se hallan conduciendo a través de ella (por la acción de un campo eléctrico E al que está sometida):

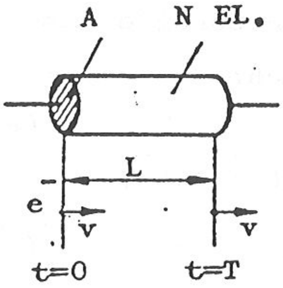


Fig.2.10: Barra semiconductora.

La concentración de electrones, n, vendrá dada por:

$$n = \frac{N}{L.A} \qquad \text{(ec.2.19)}$$

mientras que la corriente I que atraviesa la barra será:

$$I = \frac{q.N}{T} \qquad \text{(ec.2.20)}$$

donde T es el tiempo medio en el que un electrón recorre la longitud L; por tanto la velocidad media, $\tilde{v}$, será:

$$\tilde{v} = \frac{L}{T} \qquad \text{(ec.2.21)}$$

así,

$$T = \frac{L}{\tilde{v}} \qquad \text{(ec.2.22)}$$

que sustituida en (ec.2.20) nos da:

$$I = \frac{q.N}{L}.\tilde{v} \qquad \text{(ec.2.23)}$$

La densidad de corriente, J, (corriente por unidad de área) es:

$$J = \frac{I}{A} = \frac{q.N}{L.A}\tilde{v} = n.q.\tilde{v} \quad \text{según (ec.2.19)}$$

o sea:

$$J = n.q.\tilde{v} \qquad \text{(ec.2.24)}$$

Si E es el campo eléctrico aplicado,la fuerza que actúa sobre un un electrón viene dada por:

$$q.E = m^{*}a \qquad \text{(ec.2.25)}$$

donde m^{*} es la masa eficaz y a la acceleración;de la ecuación anterior deducimos que:

$$a = \frac{q.E}{m^{*}} \qquad \text{(ec.2.26)}$$

Como sabemos las partículas están sometidas a continuos choques dentro del material,así suponiendo un movimiento uniformemente acelerado durante el recorrido anterior a un choque la velocidad de un electrón será:

$$v(t) = a.t \qquad \text{(ec.2.27)}$$

y teniendo en cuenta (ec.2.26)

$$v(t) = \frac{q.E}{m^{*}}.t \qquad \text{(ec.2.28)}$$

Puesto que existen continuas colisiones en el interior del material,la velocidad queda limitada a un valor medio $\tilde{v}$,o equivalentemente a un tiempo medio entre colisiones,como puede verse en la Fig.2.11:

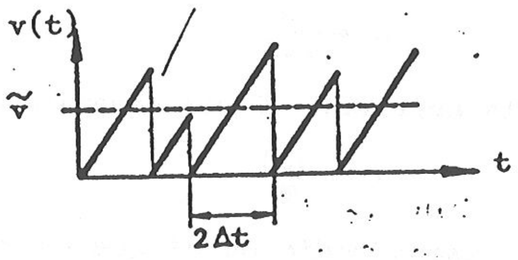


Fig.2.11:Tiempo medio y velocidad media entre colisiones.

por lo que podemos escribir:

$$\tilde{v} = a.\ \widetilde{\Delta t} \qquad \text{(ec.2.29)}$$

y teniendo en cuenta (ec.2.28):

$$\tilde{v} = \frac{q}{m^{*}}\widetilde{\Delta t}\ E \qquad \text{(ec.2.30)}$$

La ecuación anterior pone de manifiesto que la velocidad media de un electrón es proporcional al campo eléctrico E aplicado. La constante de proporcionalidad que relaciona el campo con la velocidad media se denomina movilidad,μ,y su valor es:

$$\mu = \frac{q}{m^*} \cdot \widetilde{\Delta t} \qquad \text{(ec.2.31)}$$

sustituyendo en (ec.2.30)

$$\tilde{v} = \mu E \qquad \text{(ec.2.32)}$$

que sustituida en (ec.2.24) nos da:

$$J = n.q.\mu.E \qquad \text{(ec.2.33)}$$

Recordando la Ley de Ohm, sabemos que el parámetro que relaciona el campo eléctrico con la densidad de corriente es la conductividad σ, según:

$$J = \sigma E \qquad \text{(ec.2.34)}$$

por identificación de (ec.2.33) con (ec.2.34) llegamos a:

$$\sigma = n.q.\mu \qquad \text{(ec.2.35)}$$

2.4.2 Conductividad en semiconductores:

El desarrollo anterior se ha realizado teniendo en cuenta que los portadores de corriente eran electrones. En un semiconductor existen dos tipos de portadores, electrones y huecos que contribuyen ambos al transporte de corriente por lo que definiremos una conductividad para cada tipo de portador:

σ_e = conductividad del electrón.

σ_h = conductividad del hueco.

Asimismo para la movilidad:

μ_e = movilidad del electrón.

μ_h = movilidad del hueco.

En el caso de un semiconductor, podremos escribir:

$$J = (\sigma_e + \sigma_h).E \qquad \text{(ec.2.36)}$$

o, equivalentemente recordando (ec.2.35)

$$J = q(n.\mu_e + p.\mu_h).E \qquad \text{(ec.2.37)}$$

de esta forma, en un semiconductor: la conductividad será:

$$\sigma = q(n.\mu_e + p.\mu_h) \qquad \text{(ec.2.38)}$$

En el caso particular de un material intrínseco, $n = p = n_i$, por tanto:

$$\boxed{\sigma_i = q.n_i(\mu_e + \mu_h)} \qquad \text{(ec.2.39)}$$

En los márgenes de temperatura típicos de trabajo la movilidad disminuye con la temperatura según las siguientes expresiones:

-Silicio:

$$\mu_e = 2,1.10^9.T^{-2,5} \quad \text{para } 160^\circ K < T < 400^\circ K \qquad \text{en } cm^2/V\text{-}s$$
$$\mu_h = 2,3.10^9.T^{-2,7} \quad \text{para } 150^\circ K < T < 400^\circ K$$

-Germanio:

$$\mu_e = 4,9.10^7.T^{-1,66} \quad \text{para } 100^\circ K < T < 300^\circ K \qquad \text{en } cm^2/V\text{-}s$$
$$\mu_h = 1,05.10^7.T^{-2,33} \quad \text{para } 125^\circ K < T < 300^\circ K$$

Fuera de estos márgenes la movilidad no sigue las expresiones anteriores y aumenta con la temperatura.

Analizando la influencia de la temperatura en la conductividad podemos ver que si bien disminuye la movilidad en los márgenes anteriores la conductividad aumenta con la temperatura dado que el aumento de concentraciones supera la disminución de movilidad.

Conocida la conductividad de un material podemos hallar inmediatamente la resistividad definida por:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} \qquad \text{(ec.2.40)}$$

De esta forma la resistencia de un material de longitud L y sección S vendrá dada por:

$$R = \rho \frac{L}{S} \qquad \text{(ec.2.41)}$$

.5 Corrientes de arrastre y difusión.

2.5.1 Introducción:

Vamos a analizar los mecanismos básicos de conducción en un semiconductor. Llamaremos n_o y p_o a las concentraciones en equilibrio de electrones y huecos, es decir sin perturbaciones exteriores (distribución de concentración uniforme), mientras que n y p designarán las concentraciones en ausencia de equilibrio, es decir con perturbaciones bien exteriores (por ejemplo un campo externo) bien interiores (concentraciones no uniformes). Como veremos a continuación, aparecerán dos componentes de densidad de corriente que formarán la densidad de corriente total.

2.5.2 Densidad de corriente de arrastre.

Si existe un campo eléctrico E no nulo en el cristal hemos visto en 2.4.2 que aparece una densidad de corriente dada por (ec.2.37) a la que llamaremos densidad de corriente de arrastre por analogía con la idea de arrastre de los portadores por un campo eléctrico.Como vemos en (ec.2.37) esta densidad tiene dos componentes, una debida a los electrones y otra debida a los huecos;así podremos escribir que la densidad de corriente de arrastre debida a un campo eléctrico en un semiconductor es vectorialmente:

$$\vec{J} = q(\mu_e.n + \mu_h.p).\vec{E} \qquad \text{(ec.2.42)}$$

es decir,separando las dos componentes:

$$\vec{J} = \vec{J}_e + \vec{J}_h = \sigma_e.\vec{E} + \sigma_h.\vec{E} = \sigma\,\vec{E} \qquad \text{(ec.2.43)}$$

Insistimos en el hecho que este campo eléctrico puede ser un campo externo aplicado al semiconductor o bien un campo interno consecuencia de una distribución no uniforme.

2.5.3 Densidad de corriente de difusión:

Supongamos un semiconductor con una concentración de portadores no homogénea,n y p,con un exceso sobre las concentraciones de equilibrio n_o y p_o,es decir $n > n_o$, $p > p_o$:en su movimiento aleatorio, los portadores tienden a desplazarse desde las zonas de mayor concentración a las de menor concentración.Este movimiento de portadores que tienden a "difundirse" afín de igualar concentraciones da origen a una densidad de corriente conocida como densidad de corriente de difusión,que al igual que la corriente de arrastre tiene dos componentes,una debida a los electrones y otra debida a los huecos.

Si n(x,y,z) y p(x,y,z) son las concentraciones de portadores, la tendencia al desplazamiento hacia las zonas de menor concentración origina la aparición de la densidad de corriente de difusión proporcional al gradiente de la concentración y de signo contrario.Veamos ahora las expresiones respectivas de la corriente de difusión para huecos y para electrones:

-Corriente de difusión de huecos:

Consideremos la distribución de huecos dada por la Fig.2.12:

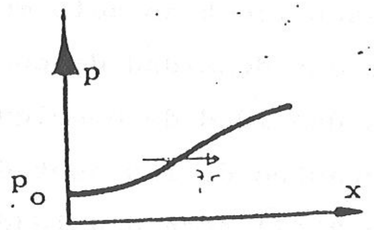


Fig.2.12:Concentración de huecos no uniforme.

Los huecos tenderán a difundirse hacia las x decrecientes,originando una corriente (o,mejor dicho una densidad de corriente) de difusión de huecos dirigida en el sentido de las x decrecientes;directamente proporcional al gradiente de concentración;la expresión de la densidad de corriente de difusión de huecos viene dada por:

$$\vec{J}_p = -q.D_p.\overrightarrow{grad}\ p \qquad \text{(ec.2.44)}$$

El signo menos es fácil de entender:sabiendo que la corriente de difusión ha de ir dirigida hacia las x decrecientes (la carga del hueco es positiva) y que el gradiente va dirigido desde la zona de menor concentración hacia la zona de mayor concentración (en nuestro caso hacia las x crecientes) debemos colocar un signo negativo en la expresión de la corriente.

La constante D_p es conocida como "constante de difusión de los huecos" cuyas dimensiones son longitud^2/tiempo.

-Corriente de difusión de electrones:

Consideremos la distribución de electrones dada por la Fig.2.13

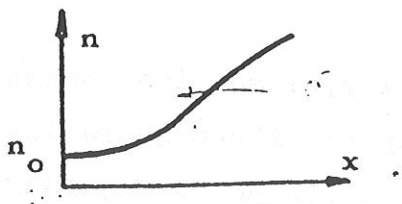


Fig.2.13:Concentración de electrones no uniforme.

Siguiendo un razonamiento idéntico al caso anterior,vemos que los electrones tenderán a difundirse hacia las x decrecientes

originando una densidad de corriente de difusión de electrones positiva en el sentido de las x crecientes,al ser negativa la carga del electrón,por tanto la expresión de dicha densidad de corriente es:

$$\vec{J}_n = +q.D_n.\overrightarrow{grad}\ n \qquad \text{(ec.2.45)}$$

En este caso la densidad de corriente tiene la misma dirección que el gradiente de concentración,por lo que el signo debe ser positivo.

La constante de proporcionalidad D_n se conoce como "constante de difusión de los electrones" y tiene las mismas dimensiones que D_p.

2.5.4 Densidad de corriente total y relación de Einstein:

Si en un semiconductor se dan simultáneamente los mecanismos de arrastre y difusión,la densidad de corriente total será la suma de todas las componentes analizadas hasta ahora.A partir de este momento emplearemos la siguiente notación para identificar cada una de las componentes:

- J_{an} = Densidad de corriente de arrastre de electrones.
- J_{dn} = " " " " difusión " "
- J_{ap} = " " " " arrastre " huecos.
- J_{dp} = " " " " difusión " "

Así,las densidades totales de corriente de huecos y electrones serán:

$$\vec{J}_{Tn} = \vec{J}_{an} + \vec{J}_{dn} = q.\ \mu_n.n.\vec{E} + q.D_n.\overrightarrow{grad}\ n \qquad \text{(ec.2.46)}$$

$$\vec{J}_{Tp} = \vec{J}_{ap} + \vec{J}_{dp} = q.\ \mu_p.p.\vec{E} - q.D_p.\overrightarrow{grad}.p \qquad \text{(ec.2.47)}$$

mientras que la corriente total,J_T,en el semiconductor será:

$$\vec{J}_T = \vec{J}_{Tn} + \vec{J}_{Tp} \qquad \text{(ec.2.48)}$$

En el caso de una dimensión,(ec.2.46) y (ec.2.47) son:

$$J_{Tn} = q.\ \mu_n.n.E + q.D_n.\frac{dn}{dx} \qquad \text{(ec.2.49)}$$

$$J_{Tp} = q.\ \mu_p.p.E - q.D_p.\frac{dp}{dx} \qquad \text{(ec.2.50)}$$

En las gráficas de concentración anteriores, antes de la difusión la densidad de carga es nula en cada punto puesto que dopamos con átomos (donadores o aceptores) eléctricamente neutros. Supongamos que no hay acción de un circuito exterior: debido al gradiente de concentración aparece un movimiento de portadores que deja al descubierto una carga consecuencia de la ionización de los átomos dopantes generándose en consecuencia un campo eléctrico que tiende a contrarrestar la difusión; puesto que no hay acción exterior la corriente total en el semiconductor debe ser nula, y en particular deben ser nulas tanto la corriente de huecos como la de electrones: así, en una dimensión tendremos:

$$J_{Tn} = q.\ \mu_n.n.E + q.D_n.\frac{dn}{dx} = 0 \qquad \text{(ec.2.51)}$$

$$J_{Tp} = q.\ \mu_p.p.E - q.D_p.\frac{dp}{dx} = 0 \qquad \text{(ec.2.52)}$$

Existe una proporcionalidad entre las constantes de difusión y las movilidades conocida como relación de Einstein, a saber:

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = \frac{KT}{q} = V_T \qquad \text{(ec.2.53)}$$

2.5.5 Ecuaciones de Boltzmann para portadores

Estas ecuaciones permiten establecer una relación entre concentraciones de portadores en función de los potenciales. Supongamos de nuevo un semiconductor sin excitación exterior y con unos diagramas de concentración como los del apartado 2.5.4: puesto que ambas densidades de corriente deben ser nulas (ec.2.51) y (ec.2.52) deben cumplirse. Analicemos primero (ec.2.51):

Si $n = n(x)$

$$q.\ \mu_n.n.E + q.D_n.\frac{dn}{dx} = 0$$

es decir:

$$\mu_n.n.E = -D_n.\frac{dn}{dx} \qquad \text{(ec.2.54)}$$

luego sustituyendo (ec.2.53):

$$E = -V_T.\frac{1}{n}.\frac{dn}{dx} \qquad \text{(ec.2.55)}$$

Este es el campo eléctrico que se opone a la difusión de electrones y mantiene n(x) constante con el tiempo en cada punto.
Existirá por la ley de Gauss un gradiente de potencial en el interior del semiconductor, que en una dimensión es:

$E = -\frac{dV}{dx}$, que sustituida en (ec.2.55) nos da:

$$-\frac{dV}{dx} = -V_T.\frac{1}{n}.\frac{dn}{dx} \qquad \text{(ec.2.56)}$$

operando:

$$dV = V_T.\frac{dn}{n} \qquad \text{(ec.2.57)}$$

Entre dos puntos x_1 y x_2 del cristal (véase Fig.2.14) la diferencia de potencial será:

$$\int_1^2 dV = V_T \int_1^2 \frac{dn}{n} \qquad \text{(ec.2.58)}$$

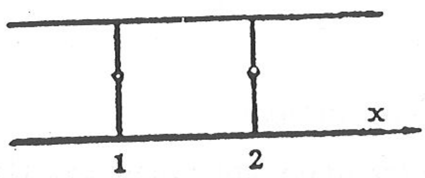


Fig.2.14: Relación entre las concentraciones de portadores entre x_1 y x_2.

Si V_1 y V_2 son los potenciales de x_1 y x_2, entonces:

$$V_2 - V_1 = V_T.\ln\frac{n_2}{n_1} \qquad \text{(ec.2.59)}$$

donde n_1 y n_2 son las concentraciones en x_1 y x_2. Esta ecuación suele escribirse habitualmente:

$$n_1 = n_2.\exp\left(-\frac{V_2-V_1}{V_T}\right) \qquad \text{(ec.2.60)}$$

El desarrollo para los huecos es idéntico, por lo que obviaremos algunos pasos:

si $p=p(x)$ $\qquad q.\mu_p.p.E - q.D_p.\frac{dp}{dx} = 0$

es decir:

$$-\frac{dV}{dx} = \frac{V_T}{p} \cdot \frac{dp}{dx} \qquad \text{(ec.2.61)}$$

luego:

$$dV = -V_T \cdot \frac{dp}{p} \qquad \text{(ec.2.62)}$$

llegándose a:

$$p_1 = p_2 \exp\left(\frac{V_2 - V_1}{V_T} \right) \qquad \text{(ec.2.63)}$$

donde p_1,p_2,V_1 y V_2 tienen el mismo significado que en el cálculo anterior pero en el caso de los huecos.

Obsérvese que la diferencia de potencial V_2-V_1 no puede medirse directamente.El contacto metal-semiconductor provoca los llamados potenciales de contacto debidos a las diferencias de concentraciones (difusión) entre metal y semiconductor de forma que la diferencia de potencial exterior medida es siempre nula, ya que la generación de energía en el interior del semiconductor es imposible.

2.6 La ecuación de continuidad.

En todo semiconductor aparecen simultáneamente unos fenómenos de generación,recombinación y transporte de portadores (mecanismos de arrastre y difusión).La expresión que considera estos efectos simultáneamente es la ecuación de continuidad.Debe entenderse esta ecuación como un balance neto del número de portadores en un semiconductor.Analicemos ante todo la naturaleza de cada uno de los fenómenos involucrados:

(1) -Fenómenos de generación de pares $e^- - h^+$:

Pueden dividirse en dos tipos:

-Generación térmica,G_{ith},tratada en 2.3.1

-Generación exterior:donde la generación es debida a un aporte externo de energía, por ejemplo luminosa,G_{ext}.

2 -Fenómenos de recombinación:

También pueden dividirse en dos tipos:

-Recombinación térmica, R_i, tratada en 2.3.1

-Recombinación exterior, R_{ext}:

R_{ext} es la velocidad de recombinación de la concentración en exceso de portadores.

Sea, para los huecos por ejemplo, p(x) la concentración de huecos y p_o la concentración de huecos en equilibrio (véase Fig.2.12), definimos el exceso de huecos, Δp, como:

$$\Delta p = p(x)-p_o \qquad \text{(ec.2.64)}$$

Definimos τ_p como el "tiempo de vida medio de los huecos" (es decir el tiempo medio que transcurre desde que tenemos un exceso de huecos Δp hasta que se recombinan todos los huecos en exceso y $\Delta p = 0$). La velocidad de recombinación R_{ext} será pués:

$$R_{ext} = \frac{\Delta p}{\tau_p} = \frac{p-p_o}{\tau_p} \qquad \text{(ec.2.65)}$$

donde $p = p(x)$. Esto también es válido para los electrones, definiendo τ_n como "tiempo de vida medio para electrones".

3 -Fenómenos de arrastre y difusión:

Tratados en 2.5.

Pasemos ahora a plantear la ecuación de continuidad. Lo haremos para los huecos, siendo el desarrollo análogo para los electrones.

Nuestro objetivo es evaluar la variación del nº de huecos por unidad de volumen en un tiempo Δt: $\frac{\Delta p}{\Delta t}$.

Consideremos el siguiente ΔV en un semiconductor, en dos instantes distintos, t y t + Δt (Fig.2.15)

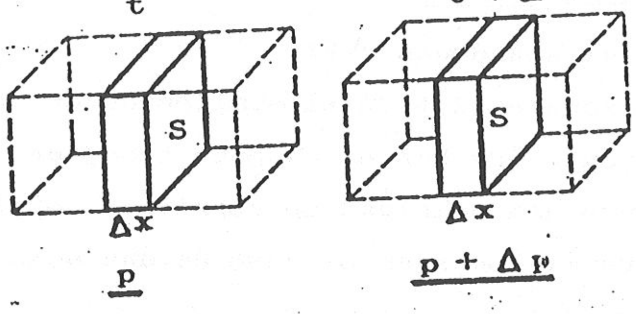


Fig.2.15

$\Delta V = S\,\Delta x$

En un intervalo de tiempo Δt, la concentración de huecos por unidad de volumen se incrementa en Δp; la ecuación de continuidad establece cualitativamente que en un volumen ΔV se cumple que por unidad de volumen y unidad de tiempo:

$$\begin{bmatrix}\text{Variación del}\\ \text{nº de huecos}\end{bmatrix} = \begin{bmatrix}\text{nº de huecos}\\ \text{generados}\end{bmatrix} - \begin{bmatrix}\text{nº de huecos}\\ \text{recombinados}\end{bmatrix} - \begin{bmatrix}\text{nº neto de}\\ \text{huecos que}\\ \text{abandonan } \Delta V\end{bmatrix}$$

desglosemos cada uno de los términos:

1º-Variación del nº de huecos:

Se refiere a la variación de la concentración de huecos por unidad de tiempo, y se expresa como ya hemos visto por:

$$\frac{\Delta p}{\Delta t}$$

2º-Nº de huecos generados:

Son los huecos que se generan en ΔV por unidad de volumen y tiempo; se expresan mediante las velocidades de generación térmica y externa. Si G designa la velocidad total de generación, entonces:

$$G = G_{ith} + G_{ext} \qquad (\text{pares generados/cm}^3\text{.seg})$$

3º-Nº de huecos recombinados:

Son los huecos que se recombinan en ΔV por unidad de volumen y tiempo; se expresan mediante las velocidades de recombinación térmica y externa. Si R designa la velocidad total de recombinación, entonces:

$$R = R_i + R_{ext}$$

es decir, sustituyendo (ec.2.65):

$$R = R_i + \frac{\Delta p}{\tau_p} \qquad (\text{pares recombinados/cm}^3\text{.seg})$$

4º-Nº neto de huecos que abandonan ΔV:

Como ya hemos analizado en 2.5, en el semiconductor aparecen densidades de corriente (de huecos en este caso) de arrastre y difusión, originando una densidad de corriente total dada por (ec.2.50) que varía con x en el caso de una sola dimensión: J (x)

El nº neto de huecos que abandonan ΔV, por unidad de volumen y tiempo es por tanto debido a la variación de J_{Tp} con x; este término será objeto de un cálculo aparte y lo denominaremos término de corriente de la ecuación de continuidad. Por el momento designaremos a esta cantidad por

$$\frac{\Delta p_j}{\Delta t}$$

Para comprender mejor el orígen de la ecuación de continuidad, veamos el siguiente símil hidráulico que pone de manifiesto cada uno de los fenómenos que intervienen:

Consideremos el siguiente depósito cuyo volumen es ΔV, veamos qué se produce en Δt:

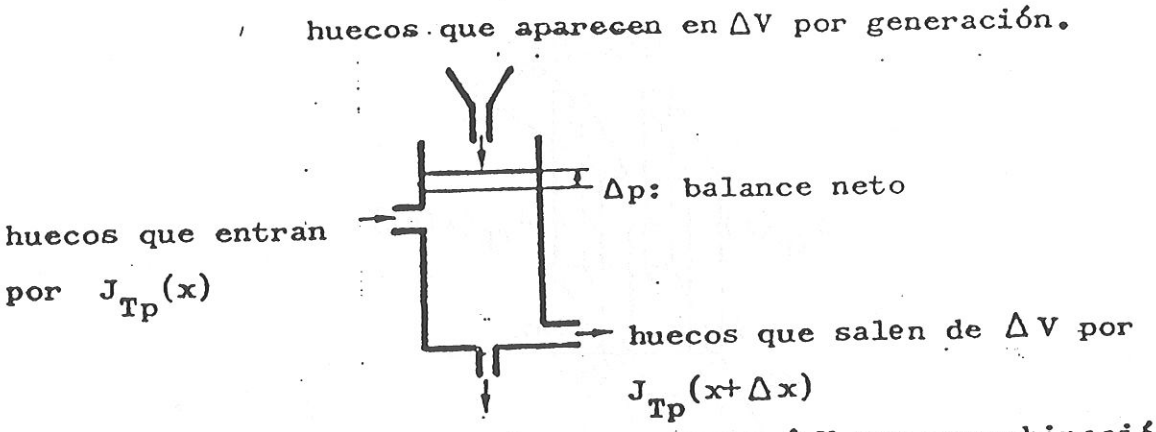


Fig.2.16: Símil hidraulico de la ecuación de continuidad.

En la anterior figura se ve claramente la contribución al balance neto del nº de huecos debido al término de corriente de la ecuación de continuidad: $J_{Tp}(x+\Delta x) - J_{Tp}(x)$.

Podemos formular ahora la ecuación de continuidad a partir de su expresión cualitativa y del desglose de cada uno de sus términos:

$$\frac{\Delta p}{\Delta t} = G_{ith} + G_{ext} - (R_i + R_{ext}) - \frac{\Delta p_j}{\Delta t} \quad \text{(ec.2.66)}$$

Si tenemos en cuenta la ley de acción de masas dada por (ec.2.12 entonces $G_{ith} = R_i$, y la (ec.2.66) queda:

$$\frac{\Delta p}{\Delta t} = G_{ext} - R_{ext} - \frac{\Delta p_j}{\Delta t} \qquad \text{(ec.2.67)}$$

es decir, recordando (ec.2.65):

$$\frac{\Delta p}{\Delta t} = G_{ext} - \frac{p-p_o}{p} - \frac{\Delta p_j}{\Delta t} \qquad \text{(ec.2.68)}$$

Término de corriente en la ecuación de continuidad:

Queremos hallar ahora cual es el valor del término de corriente de la ecuación de continuidad : $\frac{\Delta p_j}{\Delta t}$.

Consideremos el siguiente volumen del semiconductor, atravesado por una densidad de corriente de huecos $J_{Tp}(x)$:

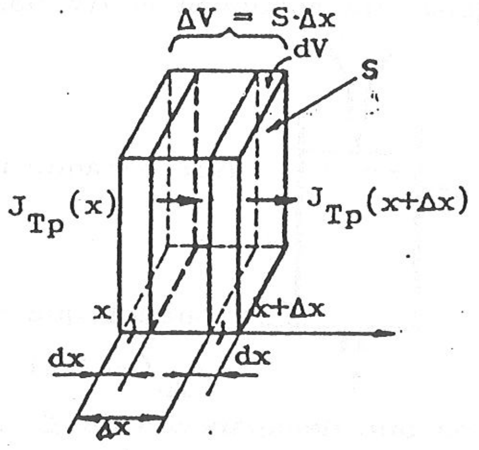


Fig.2.17: Análisis del término de corriente de la ecuación de continuidad.

De la figura anterior se desprende que:

$$dV = S.dx \qquad \text{(ec.2.69)}$$

Veamos cual es la variación de huecos en ΔV debido a $J_{Tp}(x)$;
A la "entrada", el volumen dV es atravesado por una carga $q.p_j(x)$ donde $p_j(x)$ es la concentración de huecos en x; de la misma forma a la "salida" el volumen dV es atravesado por una carga dada por $q.p_j(x + \Delta x)$ donde $p_j(x+ \Delta x)$ es la concentración de huecos en $x + \Delta x$. En general, la densidad de corriente J_{Tp} vendrá dada por:

En x : Densidad de corriente de los huecos que entran en ΔV:

$$J_{Tp}(x) = \frac{I_p(x)}{S} = \frac{q\ p_j(x)\ dV}{S\ dt} \qquad \text{(ec.2.70)}$$

Obsérvese Fig.2.17 para la coordenada x: el volumen $dV = S\ dx$ es atravesado por la carga $q\ p_j(x)$ en un tiempo dt. Notese que $p_j(x)$ es la concentración de huecos que contribuye a la corriente J_{Tp}.

En $x+\Delta x$: Densidad de corriente de los huecos que salen de ΔV:

$$J_{Tp}(x+\Delta x) = \frac{I_p(x+\Delta x)}{S} = \frac{q\ p_j(x+\Delta x)\ dV}{S\ dt} \qquad \text{(ec.2.71)}$$

Por tanto la diferencia entre las dos será:

$$\Delta J_{Tp}(x) = J_{Tp}(x+\Delta x) - J_{Tp}(x) = \frac{q\ dV}{S\ dt}\left[p_j(x+\Delta x) - p_j(x)\right] =$$

$$\Delta J_{Tp}(x) = \frac{q\ dV\ \Delta p_j(x)}{S\ dt} \qquad \text{(ec.2.72)}$$

Y por unidad de distancia, la variación de $J_{Tp}(x)$ será:

$$\frac{\Delta J_{Tp(x)}}{\Delta x} = \frac{q\ dV}{S\ dt} \cdot \frac{\Delta p_j(x)}{\Delta x} = \frac{q\ dx}{dt} \cdot \frac{\Delta p_j(x)}{\Delta x} \qquad \text{(ec.2.73)}$$

haciendo tender a 0 el valor Δx, en el límite, se cumplirá:

$$\frac{dJ_{Tp}(x)}{dx} = q\ \frac{dp_j(x)}{dt} \qquad \text{(ec.2.74)}$$

Luego el número neto de huecos (por unidad de volumen y de tiempo) que, debido a la variación de J_{Tp} con x, abandonan el volumen ΔV, -término de corriente que pretendíamos hallar en este subapartado- será:

$$\frac{dp_j(x)}{dt} = \frac{1}{q} \cdot \frac{dJ_{Tp}(x)}{dx} \qquad \text{(ec.2.75)}$$

Ahora bien, la corriente total de huecos se debe tanto al arrastre como a la difusión, se recuerda (ec.2.53):

$$J_{Tp}(x) = J_{ap}(x) + J_{dp}(x) = q\,\mu_p\,.p\,E - q\,D_p\,\frac{dp}{dx}$$

donde tanto p como E en general serán funciones de x, y por tanto el término a considerar en la ecuación de continuidad debido a la corriente será, según (ec.2.75) y (ec.2.53):

$$-\frac{dp_j}{dt} = -\mu_p\,\frac{d\,p(x)E(x)}{dx} + D_p\,\frac{d^2p(x)}{dx^2} \qquad \text{(ec.2.76)}$$

La expresión final de la ecuación de continuidad la obtendremos a partir de (ec.2.68), tomando derivadas como límite de los cocientes incrementales y substituyendo en ella (ec.2.76):

$$\boxed{\frac{dp(x,t)}{dt} = G_{ext} - \frac{p-p_o}{\tau_p} - \mu_p\,\frac{d(p.E)}{dx} + D_p\,\frac{d^2p}{dx^2}} \qquad \text{(ec.2.77)}$$

Nótese que en la expresión obtenida la concentración de huecos es función de dos variables: la distancia x, y el tiempo t.

La expresión (ec.2.77) es la ecuación de continuidad para huecos.Análogamente,para electrones podría hacerse el mismo planteamiento,debiendo tener en cuenta que la carga del electrón es negativa,con lo cual le ecuación de continuidad para electrones será:

$$\boxed{\frac{dn(x,t)}{dt} = G_{ext} - \frac{n-n_0}{\tau_n} + \mu_n\,\frac{d(n.E)}{dx} + D_n\,\frac{d^2n}{dx^2}} \qquad \text{(ec.2.78)}$$

En ambas ecuaciones (ec.2.77 y ec.2.78) los valores de $p-p_o$ y $n-n_o$ son respectivamente los excesos de concentración de portadores Δp y Δn sobre las concentraciones de equilibrio p_o y n_o, de huecos y electrones,(que se tendrían sin perturbaciones externas).

Vamos a analizar la resolución de la ecuación de continuidad para un caso particular de interés, que nos volveremos a encontrar en el capítulo 4. Estudiaremos sólo la concentr. de huecos.

Las hipótesis simplificativas que supondremos se cumplen en este caso son:

1. $G_{ext}=0$. No hay generación de pares electrón-hueco por acción exterior.
2. $\frac{dp}{dt}=0$. La distribución $p(x)$ de la concentración de huecos se mantiene invariable en el tiempo.
3. $\mu_p \frac{d(pE)}{dt}=0$. El término debido a la corriente de arrastre es despreciable frente al de difusión.

La ecuación de continuidad (ec.2.77) queda por tanto de la forma:

$$0 = -\frac{p-p_o}{\tau_p} + D_p \frac{d^2p}{dx^2} \Rightarrow \frac{d^2p}{dx^2} = \frac{1}{D_p \tau_p}(p-p_o) \quad \text{(ec.2.79)}$$

Se define el término LONGITUD DE DIFUSION para huecos L_p como:

$L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$, y análogamente para electrones será:

$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ (ec.2.80 y 2.81)

La resolución de la ecuación diferencial (ec.2.79) nos lleva a la siguiente expresión para la concentración de huecos en función de x:

$$p(x) = p_o + \Delta p(0)\, e^{-x/L_p} \quad \text{(ec.2.82)}$$

siendo $\Delta p(0) = p(0)-p_o$, donde $p(0)$ es la concentración de huecos en x=0, que debe ser un dato, así como p_o.

La representación gráfica de (ec.2.82) puede verse en la Fig.2.18.

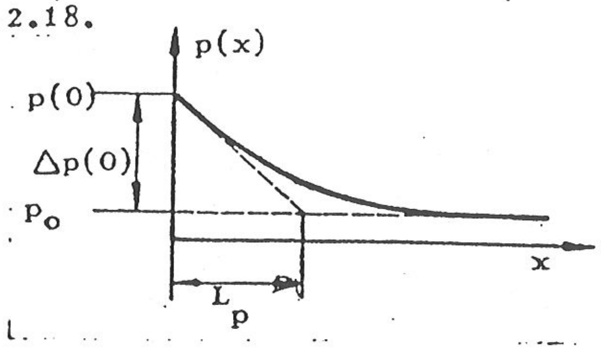


Fig.2.18: Solución de la Ecuación de Continuidad para

Obsérvese que la pendiente de p(x) en x=0 es:

$$\left.\frac{dp}{dx}\right|_{x=0} = -\frac{\Delta p(0)}{L_p}$$ luego L_p puede interpretarse gráficamente según se puede observar en la Fig.2.18.

Vamos a interpretar el resultado obtenido. Obsérvese que en la ecuación de continuidad sólo aparecen los términos de recombinación de huecos en exceso y de difusión.

Si en un semiconductor tipo N entran en x=0 un exceso de huecos $\Delta p(0)$, éstos se difunden hacia valores x crecientes al mismo tiempo que se van recombinando. Para $x \gg L_p$ la concentración p(x) es tal que se han recombinado prácticamente todos los huecos que había en exceso. Puede demostrarse que la longitud media que recorre un hueco que se mueve sólo por difusión coincide con L_p. Para mantener la concentración p(0) deben irse suministrando continuamente huecos en x=0.
Otra observación importante a tener en cuenta es que en la resolución de la ecuación de continuidad expuesta en la (ec.2.82) se ha considerado que la longitud total del semiconductor, que podemos designar por l_n , es muy superior a L_p, o sea: $l_n \gg L_p$, lo cual será cierto en la mayoría de casos. De no cumplirse dicha aproximación,la expresión dada por la (ec.2.82) sería incorrecta y habríamos obtenido la solución p(x) con términos de funciones hiperbólicas, cuyo estudio no será incluido en estos apuntes.

CAPITULO 3: LA UNION P-N SIN POLARIZAR EN EQUILIBRIO

3.1 Explicación cualitativa.
3.2 Resultados cuantitativos.
3.2.1 Potencial de contacto.
3.2.2 Densidad de carga.
3.2.3 Campo eléctrico.
3.2.4 Potencial.
3.2.5 Ancho de la zona de carga espacial.

3 - LA UNION P-N SIN POLARIZAR EN EQUILIBRIO

3.1 Explicación cualitativa.

Vamos a estudiar, sin pérdida de generalidad y por razones de sencillez, la unión P-N abrupta. Como su nombre indica la unión abrupta es una transición en escalón entre una zona homogéneamente dopada P y otra zona homogéneamente dopada N. Ambas zonas son eléctricamente neutras, al estar formadas por átomos neutros. Así el perfil de dopado de impurezas puede verse el la Fig. 3.1

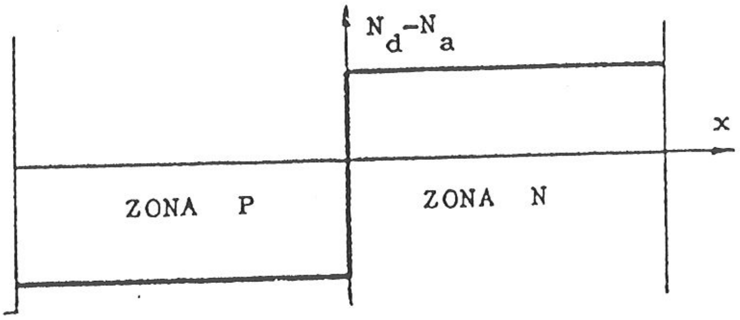


Fig. 3.1: Unión P-N abrupta: Perfil de impurezas.

Es decir, en cada zona aparecerán dos tipos de portadores, electrones y huecos, en función del tipo de dopado, siendo su concentración, (supuesta constante) antes de efectuar la unión, la siguiente:

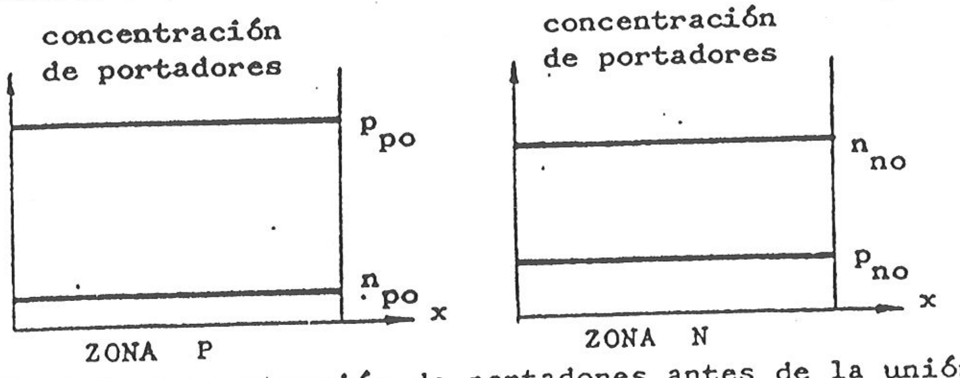


Fig. 3.2: Concentración de portadores antes de la unión.

Los valores de concentración que se indican son:

Zona P:

p_{po} = huecos: MAYORITARIOS

n_{po} = electr: MINORITARIOS

Zona N:

n_{no} = electr: MAYORITARIOS

n_{po} = huecos: MINORITARIOS

De ahora en adelante seguiremos siempre la siguiente notación:

p_{no} { p: tipo de portador
n: zona en que se encuentra
o: condición de equilibrio

p_{no} = concentración de huecos en zona N en equilibrio.

y en caso de que la concentración de portadores varíe con la distancia:

$p_n(x)$

Recordemos que en general se cumplirá:

-Material tipo N: $N_d \gg N_a$ $n_{no} \gg p_{no}$ $n_{no} \simeq N_d$

-Material tipo P: $N_a \gg N_d$ $p_{po} \gg n_{po}$ $p_{po} \simeq N_a$

Estudiemos ahora que ocurre al unir dos pastillas semiconductoras de tipos P y N. Como se puede observar según Fig.3.2 aparecerán unas diferencias abruptas de concentración de portadores, pues en P hay una gran concentración de huecos (mayoritarios) mientras que en N son minoritarios. En la zona N los electrones son mayoritarios, mientras que en la zona P son minoritarios. Nótese que no aplicamos ninguna polarización externa.

Estas diferencias abruptas de concentración originarán una tendencia a la difusión (véase Fig.3.4). Así los huecos se difundirán de P a N en su tendencia a igualar las concentraciones de ambos lados, y los electrones lo harán de N a P por la misma razón. Como vemos son los portadores MAYORITARIOS los que se mueven por DIFUSION.

Un hueco que abandona la zona P por difusión deja tras de sí un ión negativo fijo sin compensar en zona P, mientras que un electrón deja un ión positivo fijo sin compensar en la zona N, al abandonarla por difusión. Por lo tanto el movimiento de los portadores mayoritarios por difusión deja al descubierto una densidad de carga positiva en la zona N y negativa en la zona P (véase Fig.3.5). Es decir, aparece una zona en la vecindad de la unión con la densidad de carga mencionada, que denominaremos ZONA DE CARGA ESPACIAL.

Recordando el teorema de Gauss en su forma unidimensional, esta densidad de carga origina un campo eléctrico con la orientación que se indica (véase Fig.3.6) que sólo estará presente en la zona de carga espacial (dado que fuera de ahí la densidad neta de carga es nula que arrastrará huecos de N a P y electrones de P a N, oponiéndose a

las corrientes de difusión. Como vemos, estas corrientes de arrastre actuan sobre los portadores MAYORITARIOS.

Así pues se establecerá un equilibrio entre difusión y arrastre, de forma que en todo instante el número de huecos (electrones) que pasen de N a P por arrastre (difusión) será igual al al número de huecos (electrones) que pasen de P a N por difusión (arrastre). Por tanto la corriente neta de huecos y la corriente neta de electrones serán ambas nulas en todo punto del semiconductor.

Este campo eléctrico, originado por la densidad de carga que aparece en la zona de carga espacial, crea un potencial entre las zonas P y N, positivo en N respecto a P, que designamos con V_o , es decir:

$$V_o = V_N - V_P > 0 \quad \text{(véase Fig.3.7)}$$

siendo V_N y V_P el potencial en las zonas N y P respectivamente. Este potencial V_o se denomina POTENCIAL DE CONTACTO o de difusión. Debe observarse que este potencial no es medible directamente desde el exterior, ya que realmente el semiconductor no puede ser una fuente de energía. En efecto, al conectar un voltímetro con la intención de medir V_o , los contactos externos entre el semiconductor y los bornes del voltímetro originan otros potenciales en dichos contactos que se contrarrestan al potencial de difusión, con lo que la tensión medida es nula.

UNION P-N SIN POLARIZAR EN EQUILIBRIO

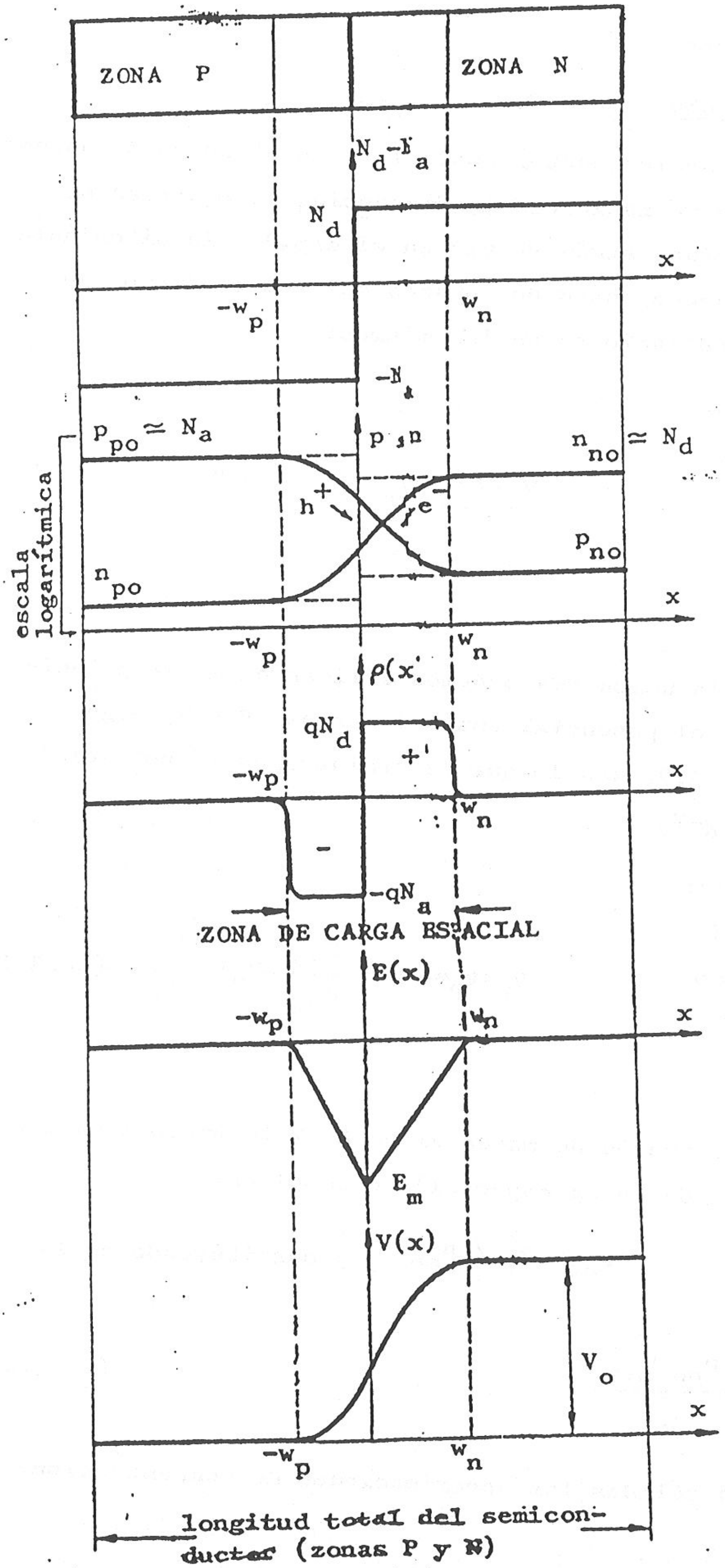


Fig. 3.3:
Perfil de dopado

Fig. 3.4:
Concentración de portadores

Fig. 3.5:
Densidad de carga neta
$\rho(x)$

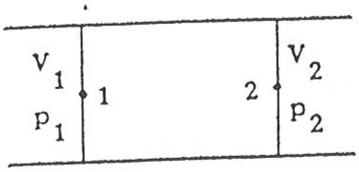
Fig. 3.6:
Campo eléctrico:
$$E(x) = \int \frac{\rho(x)}{\varepsilon} dx$$

Fig. 3.7:
Potencial:
$$V(x) = -\int E(x)\, dx$$

3.2 Resultados cuantitativos

3.2.1 Potencial de contacto

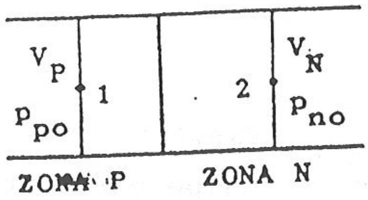
Para un material semiconductor donde la concentración de huecos (y de electrones) es variable con la distancia, la ecuación de Boltzmann nos determina, según se vió en el cap.2 , la diferencia de potencial que aparece entre dos puntos del semiconductor en función de las concentraciones en los mismos:



$$V_2-V_1= -V_T \ln \frac{p_2}{p_1} = V_T \ln \frac{p_1}{p_2}$$

Fig. 3.8

Análogamente en la unión P-N podemos aplicar el mismo principio para determinar el potencial entre las zonas P y N, según se indica en la Fig. 3.9, con lo que determinaremos el potencial de contacto $V_o = V_N - V_P$:



$$V_N-V_P=-V_T \ln \frac{p_{no}}{p_{po}} = V_T \ln \frac{p_{po}}{p_{no}} \qquad \text{(ec. 3.1)}$$

Fig. 3.9

Aplicando la ley de acción de masas al punto 2 (extremo zona N en el borde de la zona de carga espacial) se cumplirá:

$p_{no}\, n_{no} = n_i^2 \qquad p_{no} = n_i^2 / n_{no}$, y sustituyendo en la (ec. 3.1) queda:

$$V_N-V_P=V_T \ln \frac{p_{po}\, n_{no}}{n_i^2} \qquad \text{(ec. 3.2)}$$

Admitiendo que son válidas las aproximaciones de concentraciones de mayoritarios:

$p_{po} \approx N_a \qquad n_{no} \approx N_d$

tendremos la expresión final del potencial de contacto V_o:

$$V_o = V_N - V_P = V_T \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2} \qquad \text{(ec.3.3)}$$

3.2.2 Densidad de carga

Admitiendo que la concentración sólo varíe en la dirección x, vamos a calcular cual es la densidad de carga en la zona de carga espacial. En general, en la zona N, la densidad de carga será:

$$\rho(x) = q\left[N_d(x)+p_n(x)-n_n(x)\right] \quad C/cm^3$$

pero $p_n(x) \ll N_d(x)$ luego: $\rho(x)= q\left[N_d(x)-n_n(x)\right]$

y en aquellos puntos en los que: $n_n(x) \ll N_d(x)$ se cumplirá:

$$\rho(x)= q\, N_d(x) \qquad \text{(ec.3.4)}$$

y análogamente en la zona P, para $n_p(x) \ll N_a(x)$ se cumplirá:

$$\rho(x)=-q\, N_a(x) \qquad \text{(ec.3.5)}$$

La anterior aproximación, supuesta válida para toda la zona de carga espacial, se denomina APROXIMACION DE VACIAMIENTO.
Esta aproximación será aceptable en toda la zona de carga espacial salvo en el borde, donde $N_d(x) \approx n_n(x)$ (véase Fig.3.3 y 3.4).
La "aproximación de vaciamiento" considera, pues, que la zona de carga espacial está vacía de portadores. Por otra parte esta ausencia de portadores puede interpretarse debido a la presencia del campo eléctrico, ya que de existir algún portador sería inmediatamente barrido por el mismo.

Considerando constantes con x las concentraciones N_d y N_a las expresiones (ec.3.4 y 3.5) de la densidad de carga serán:

$$\text{Zona N} \quad \rho_N(x) = q\, N_d \qquad 0 < x < w_n$$

$$\text{Zona P} \quad \rho_P(x) = -q\, N_a \qquad -w_p < x < 0$$

(véase Fig.3.5)

donde w_n y w_p son, respectivamente, la anchura de la zona de carga espacial en las zonas N y P.

Puesto que el semiconductór ha de ser globalmente neutro, el total de carga positiva debe ser igual al total de carga negativa, es decir:

$$q\, w_n N_d = q\, w_p N_a \qquad \text{(ec. 3.6)}$$

3.2.3 Campo eléctrico

Aplicando el teorema de Gauss para una sola dimensión, el campo eléctrico será:

$$E(x) = \frac{1}{\varepsilon}\int_{-w_p}^{x} \rho(x)\,dx$$

ya que para $x < -w_p$ es $\rho(x)=0$ y por tanto $E(x)=0$

Analicemos la expresión que se obtiene para $E(x)$ en cada zona:

Zona P $\quad x < 0 \quad$ $$\boxed{E_p(x) = -\frac{qN_a}{\varepsilon}\int_{-w_p}^{x} dx = -\frac{q\,N_a}{\varepsilon}(x + w_p)}$$

Para $x=0$ $$E(0) = -\frac{q\,N_a\,w_p}{\varepsilon} \qquad \text{(ec. 3.7)}$$

Zona N $\quad x > 0 \quad$ $$E_n(x) = \int_{-w_p}^{0} -\frac{qN_a}{\varepsilon}\,dx + \int_{0}^{x}\frac{qN_d}{\varepsilon}\,dx$$

teniendo en cuenta (ec. 3.6) que $N_a w_p = N_d w_n$ la primera integral, que es $E(0)$, puede ponerse en función de w_n y por tanto queda:

$$\boxed{E_n(x) = -\frac{q\,N_d\,w_n}{\varepsilon} + \frac{q\,N_d}{\varepsilon}\,x = -\frac{q\,N_d}{\varepsilon}(w_n - x)}$$

Las expresiones obtenidas para $E_p(x)$ y $E_n(x)$ pueden verse en la Fig. 3.6.

Obsérvese que para $x=w_n$ es $E_n(x)=0$ y por tanto para $x > w_n$ $E(x)=0$ ya que cualquier integración a partir de w_n nos dará un resultado nulo, al ser $\rho(x)=0$ para cualquier $x > w_n$

Campo eléctrico máximo: A partir de las expresiones obtenidas para E(x) observamos que el valor máximo (más negativo) se tiene para x=0, luego según (ec.3.7) y (ec.3.6) dicho valor E_m será:

$$E_m = -\frac{q N_a}{\varepsilon} w_p = -\frac{q N_d}{\varepsilon} w_n \qquad \text{(ec.3.8)}$$

Considerando que la anchura total de la zona de carga espacial es $w = w_p + w_n$ y según (ec.3.6), puede verse también que:

$$E_m = -\frac{q}{\varepsilon}\frac{N_a N_d}{N_a + N_d} w \qquad \text{(ec.3.9)}$$

3.2.4 Potencial

En todo punto del semiconductor podemos hallar el potecial V(x) a partir del campo eléctrico E(x) mediante:

$$V(x) = -\int_{-w_p}^{x} E(x)\, dx$$

ya que para $x < -w_p$ es $E(x) = 0$ y por tanto $V(x) = 0$

Analicemos la expresión que se obtiene para V(x) en cada zona; teniendo en cuenta las expresiones ya obtenidas para E(x):

Zona P: $-w_p < x < 0$ $\quad V_p(x) = -\int_{-w_p}^{x} -\frac{qN_a}{\varepsilon}(x+w_p)\, dx = \frac{qN_a}{\varepsilon}(x+w_p)^2$

Para x=0: $\quad V(0) = \frac{qN_a}{2\varepsilon} w_p^2 = \frac{qN_d}{2\varepsilon} w_n \cdot w_p$

Zona N: $0 < x < w_n$ $\quad V_n(x) = -\int_{-w_p}^{0} E_p(x)\, dx - \int_{0}^{x} E_n(x)\, dx =$

$$V_n(x) = \frac{qN_a}{2\varepsilon} w_p^2 + \frac{qN_d}{\varepsilon}\int_0^x (w_n - x)\, dx = \frac{qN_a}{2\varepsilon} w_p^2 - \frac{qN_d}{2\varepsilon}\left[(w_n - x)^2\right]_0^x =$$

$$= \frac{qN_a}{2\varepsilon} w_p^2 - \frac{qN_d}{2\varepsilon}\left[(w_n - x)^2 - w_n^2\right] = \frac{qN_a w_p^2 + qN_d w_n^2}{2\varepsilon} - \frac{qN_d}{2\varepsilon}(w_n - x)^2 =$$

$$V_n(x) = \frac{qN_d}{2\varepsilon}\left[w_n(w_p + w_n) - (w_n - x)^2\right] \qquad \text{(ec.3.10)}$$

Obsérvese que para $x > w_n$ es $V(x) = V(w_n)$ = constante, ya que para $x > w_n$ es $E(x)=0$ y por tanto el nuevo término integral que añadimos a partir de w_n en la expresión de $V(x)$ será nulo, o sea:

Para $x > w_n$ $\quad E(x)=0 \quad V(x) = V(w_n) - \int_{w_n}^{x} E(x)\,dx = V(w_n)$

donde $V(w_n)$ es el resultado de las integraciones anteriores hasta $x=w_n$. Dicho valor puede obtenerse directamente a partir de (ec.3.10) haciendo $x=w_n$:

$$V_n(w_n) = \frac{qN_d w_n}{2\varepsilon}(w_p+w_n) = \frac{qN_a w_p}{2\varepsilon}(w_p+w_n)$$

con lo que se obtiene una nueva expresión para el potencial de contacto V_o definido en 3.2.1, ya que:

$$V_o = V_n(w_n) - V_p(w_p) = V_n(w_n)$$

$$\boxed{V_o = \frac{qN_d w_n}{2\varepsilon}\, w = \frac{qN_a w_p}{2\varepsilon}\, w} \qquad \text{(ec.3.11)}$$

Gemétricamente puede también obtenerse dicho valor V_o calculando el área encerrada por el triángulo de la Fig.3.6 :

$$V_o = \tfrac{1}{2}(-E_m)w \qquad \text{(ec.3.12)}$$

donde el valor de E_m (que es negativo) se obtuvo en las ecuaciones (ec.3.8), que sustituido en (ec.3.12) nos lleva a (ec.3.11), siendo $w = w_p + w_n$. Por tanto puede ponerse el campo eléctrico máximo E_m en función del potencial de contacto V_o:

$$E_m = -\frac{2\,V_o}{w} \qquad \text{(ec.3.13)}$$

3.2.5 <u>Ancho de la zona de carga espacial</u>

Vamos a obtener la expresión del ancho de la zona de carga espacial w en función del potencial de contacto V_o a partir de expresiones anteriores. Substituyendo (ec.3.9) en (ec.3.12) queda:

$$V_o = \frac{q}{2\varepsilon} \frac{N_a N_d}{N_a + N_d} w^2 \quad \text{de donde:}$$

$$w = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} \left[\frac{N_a + N_d}{N_a N_d} \right] V_o} \qquad \text{(ec.3.14)}$$

CAPITULO 4 : LA UNION P-N POLARIZADA.

4.1 Introducción.
4.2 Polarización directa.
4.2.1 Mecanismos de conducción.Anchura de la zona de carga espacial.
4.2.2 Cálculo del exceso de las concentraciones.
4.2.3 Estudio de las corrientes en una unión P-N ideal.
4.3 Polarización inversa.
4.3.1 Mecanismos de conducción.
4.3.2 La corriente inversa de saturación.
4.4 Característica tensión corriente ideal de la unión.
4.5 Dependencia con la temperatura.
4.6 Mecanismos de ruptura.
4.7 Transitorio de corte en una unión P-N.
4.8 La unión P-N en pequeña señal:modelo equivalente.
4.8.1 La capacidad de transición.
4.8.2 La capacidad de difusión.
4.8.3 Resistencia dinámica.
4.9 La unión P-N iluminada.
4.10 La unión P-N real.

4- LA UNION P-N POLARIZADA.

4.1 Introducción.

Polarizar una unión P-N significa aplicar externamente entre las partes P y N una polarización exterior, tal como puede verse en la Fig.4.1:

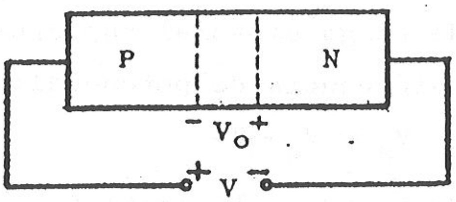


Fig.4.1: Unión P-N polarizada.

-Cuando el potencial en la parte P se hace más positivo que el de la parte N ($V > 0$ en la figura) entonces hablaremos de polarización directa.

-En caso contrario, ($V < 0$) hablaremos de polarización inversa.

Podemos ya adelantar dos conclusiones que justificaremos posteriormente:

-En polarización directa:

a) El potencial aplicado V se opone al potencial de difusión o de contacto V_o.

b) Existe una circulación de corriente importante de P a N.

-En polarización inversa:

a) El potencial aplicado V se suma al potencial de contacto V_o.

b) Existe una circulación muy pequeña de corriente de N a P.

Este efecto es el denominado <u>efecto rectificador</u>.

Analicemos cualitativamente que ocurre en las zonas neutras al polarizar una unión:

Cuando se aplica una tensión exterior a la unión P-N, aparece a lo largo del semiconductor un campo eléctrico superpuesto al ya existente en ausencia de polarización. En las zonas exteriores a la zona de carga espacial este campo eléctrico producido por la polarización es casi nulo: en efecto, un campo eléctrico intenso o apreciable en dichas zonas originaría unas corrientes de arrastre muy intensas, puesto que son zonas con gran riqueza de portadores, lo cual no

está de acuerdo con los resultados experimentales.A efectos de simplificación consideraremos que el campo eléctrico exterior es nulo fuera de la zona de carga espacial y por ello denominaremos a estas zonas ZONAS NEUTRAS.

Aceptando la aproximación anterior,se deduce que la caida de potencial es nula en las zonas neutras,al ser $V(x) = -\int E(x)dx$ y $E(x)$ es nulo en éstas.En consecuencia todo el potencial externo aplicado aparecerá en la zona de carga espacial superpuesto al potencial de difusión,quedando una diferencia de potencial:

$$V_N - V_P = V_o - V \qquad \text{(ec.4.1)}$$

donde: V_N = potencial aplicado a la parte N

V_P = " " " " " P

V_o = " de contacto

V = " exterior aplicado.

4.2 Polarización directa.

4.2.1 Mecanismos de conducción.Anchura de la zona de carga espacial.

Refiriendonos al capítulo 3,recordemos que en una unión P-N en equilibrio térmico existía un equilibrio entre la densidad de corriente de difusión de mayoritarios (para igualar las concentraciones) y de arrastre de minoritarios (debida a la presencia del campo eléctrico interno).

Si polarizamos directamente la unión,dado que según (ec.4.1) el potencial exterior $V > 0$ se opone al potencial de contacto (es decir $V_N - V_P$ disminuye) resulta que el potential total (así como el campo eléctrico total) en la zona de carga espacial disminuye.En consecuencia el equilibrio dinámico anterior se rompe haciendo que predomine la densidad de corriente de difusión de mayoritarios sobre la de arrastre de minoritarios;puesto que la densidad de corriente de difusión está constituida por el movimiento de huecos de P a N y de electrones de N a P resulta que existe una INYECCION DE PORTADORES EN LAS ZONAS NEUTRAS. Esto puede verse en la siguiente figura.

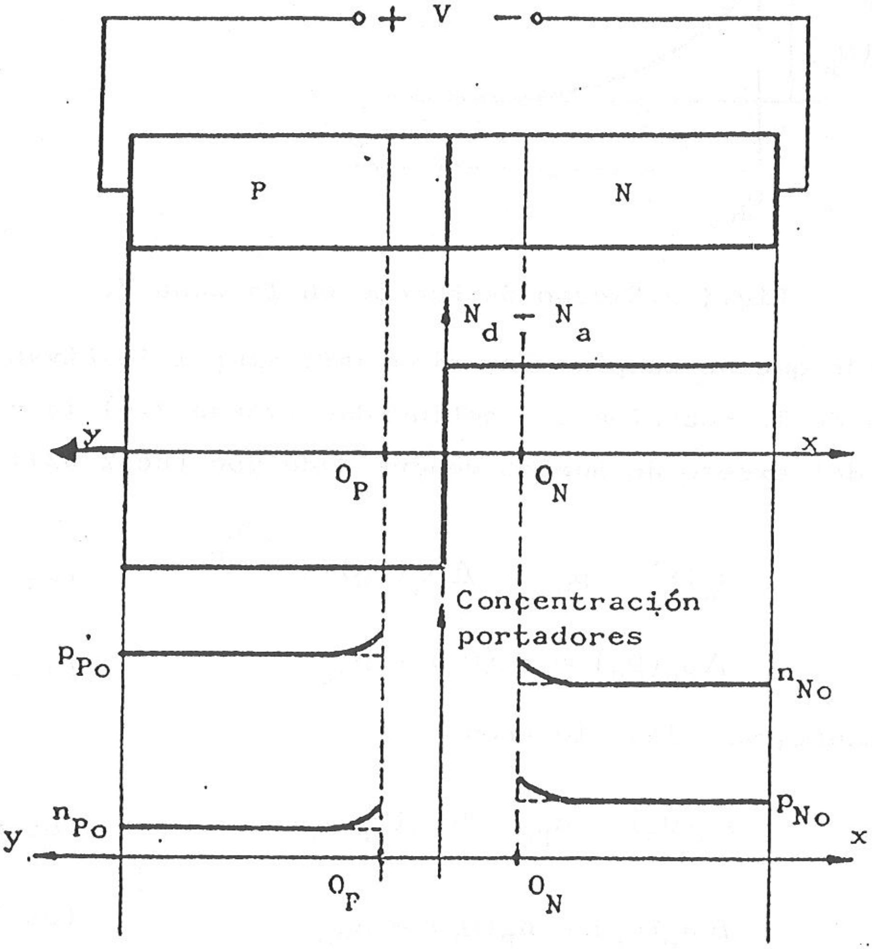


Fig.4.2:Inyección de portadores en polarización directa.

Tal como puede verse en la Fig.4.2 hemos definido los dos orígenes de las zonas neutras N y P por O_N y O_P respectivamente, así como los dos ejes de referencia x e y con el sentido positivo indicado.

Analicemos ahora el mecanismo de conducción en polarización directa: según lo dicho anteriormente existe una inyección de huecos en la zona N y otra de electrones en la zona P; analicemos por el momento la inyección de huecos de P a N (el desarrollo para el caso de los electrones es análogo): al existir una inyección de huecos aparece en O_N una concentración de huecos $p_N(O_N)$ mayor que la concentración de huecos en equilibrio, p_{No}, tal como puede verse en la Fig.4.3:

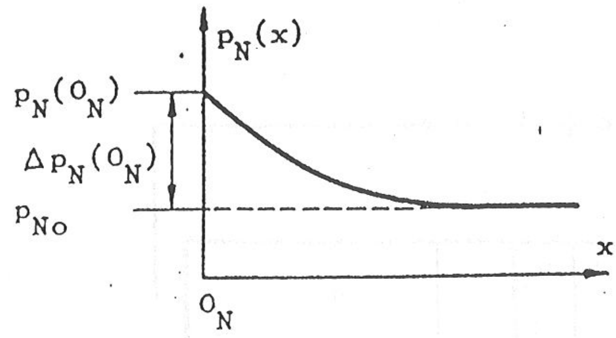


Fig.4.3:Exceso de huecos en la zona N.

Suponiendo que se cumplan las hipótesis simplificativas en la resolución de la ecuación de continuidad (véase 2.6) la variación según x del exceso de huecos vendrá dado por (ec.2.82):

$$p_N(x) = p_{No} + \Delta p_N(0_N).e^{-x/L_p} \qquad \text{(ec.4.2)}$$

donde:

$$\Delta p_N(0_N) = p_N(0_N) - p_{No} \qquad \text{(ec.4.3)}$$

análogamente,para los electrones:

$$n_p(0_p) = n_{Po} + \Delta n_p(0_p).e^{-y/L_n} \qquad \text{(ec.4.4)}$$

y

$$\Delta n_p(0_p) = n_p(0_p) - n_{Po} \qquad \text{(ec.4.5)}$$

Es decir,en cada punto x habrá un exceso de huecos determinado que tiende a anularse según crece x.Parece por tanto que en la zona N solo hay un exceso de huecos, $\Delta p_N(x)$.Ello no es así,pués de ser cierto habría en la zona N una densidad neta de carga dada por:

$$\rho_N(x) = q.\left[N_d - n_{No} + (p_{No} + \Delta p_N(x))\right] \qquad \text{(ec.4.6)}$$

y,suponiendo el semiconductor homogéneamente dopado:

$$N_d - n_{No} + p_{No} = 0 \qquad \text{(ec.4.7)}$$

entonces,

$$\rho_N(x) = q.\,\Delta p_N(x) \qquad \text{(ec.4.8)}$$

Esta densidad de carga originaría,por la ley de Gauss,un campo eléctrico que a su vez originaría una fuerte corriente de arrastre de mayoritarios (electrones en este caso) dada por (ec.2.42) que redistribuiría los electrones intentando anular la densidad

neta de carga q. $\Delta p_N(x)$ consecuencia de la inyección de huecos, en cada punto x con un exceso de electrones $\Delta n(x)$ de forma que:

$$\Delta n_N(x) = \Delta p_N(x) \qquad \text{(ec.4.9)}$$

Para que esta compensación se pueda realizar es necesario que entren electrones a la parte N del semiconductor;éstos son proporcionados por LA PILA EXTERNA de polarización.De forma análoga existe una aportación de huecos por parte de la pila a la zona P que compensarán el exceso de electrones inyectados desde N. Por tanto existe una circulación de corriente convencional de P a N.Todo lo expuesto puede verse en la Fig.4.4:

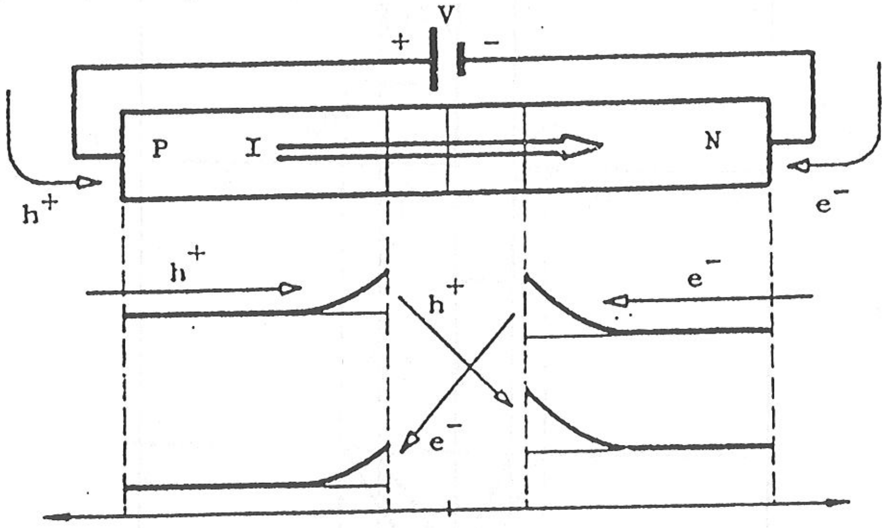


Fig.4.4: Mecanismo de conducción en directa.

Anchura de la zona de carga espacial:

Como ya hemos visto en 4.1,,en polarización directa disminuye el potencial total aplicado a la unión en los bordes de la zona de carga espacial.Al disminuir dicho potencial,debe disminuir el campo eléctrico que lo produce en la zona de carga espacial,y por consiguiente la cantidad de carga espacial,o lo que es equivalente (al suponer dopado uniforme) el ancho de la zona de carga espacial.Suponiendo válida la aproximación de vaciamiento empleada en la unión P-N en equilibrio,el ancho de la zona de carga espacial y el campo eléctrico máximo tendrán las mismas expresiones que las dadas por (ec.3.13) y (ec.3.14) sin más que sustituir V_o por $V_o - V$,llegándose a:

$$w' = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{q} \cdot \left(\frac{1}{N_d} + \frac{1}{N_a}\right) \cdot (V_o - V)} \qquad \text{(ec.4.10)}$$

$$E'_m = \sqrt{\frac{2q}{\varepsilon} \cdot \frac{N_a N_d}{N_a + N_d} \cdot (V_o - V)} \qquad \text{(ec.4.11)}$$

donde $w' = O'_N - O'_P$ es la nueva anchura de la zona de carga espacial, tal como viene indicado en la Fig.4.5:

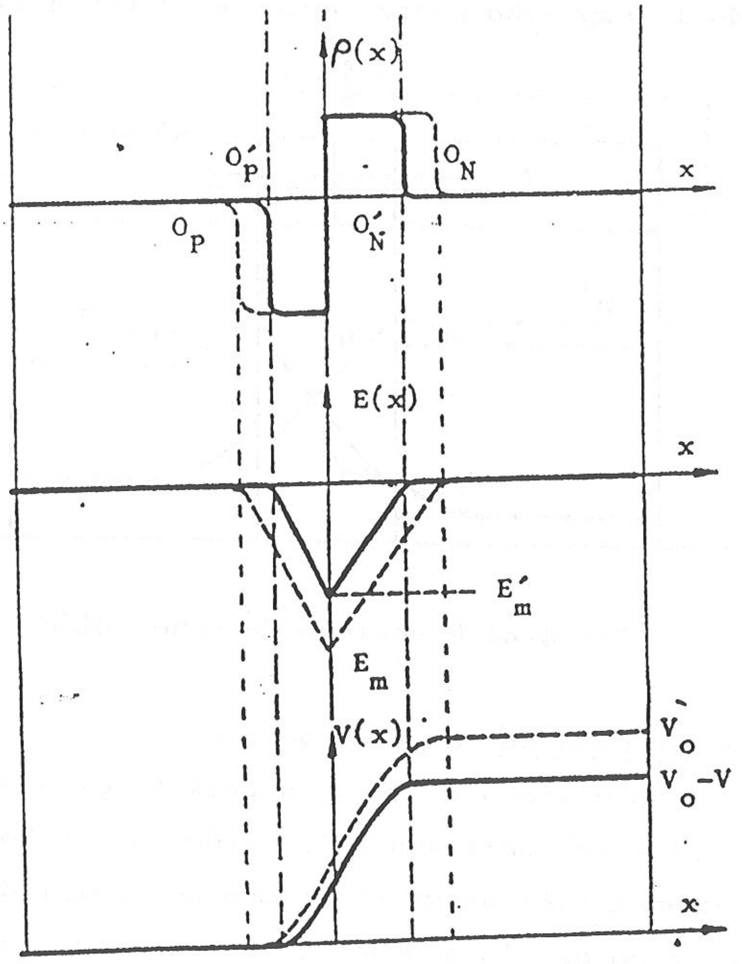


Fig.4.5: Densidad de carga, campo eléctrico y potencial en una unión P-N polarizada en directa. A trazos discontínuos, las mismas variables para la unión en equilibrio (no polarizada).

como se deduce de las ec.4.10 y ec.4.11 en polarización directa ($V > 0$) el ancho de la zona de carga espacial y el campo eléctrico máximo disminuyen.

4.2.2 Cálculo del exceso de concentraciones.

Vamos a cuantificar ahora todo lo expuesto en el apartado anterior. Pretendemos averiguar cual es el valor del exceso de los portadores en O_P y O_N, $p_N(O_N)$ y $n_p(O_p)$ (véanse Figs.4.3 y 4.4). Nótese que en virtud de (ec.4.9) los excesos de mayoritarios serán iguales.

Analicemos por ejemplo la zona neutra N donde las concentraciones de portadores se representan a continuación:

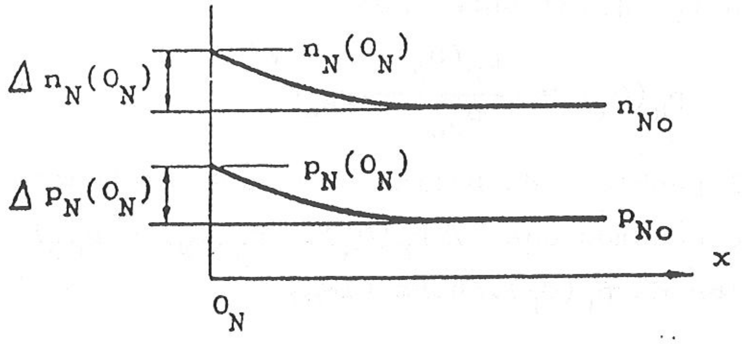


Fig.4.6:Concentración de portadores en la zona N.

Sabemos que, en equilibrio (ec.3.2):

$$V_o = V_T . \ln \frac{n_{No} . p_{Po}}{n_i^2} .$$

mientras que la ley de acción de masas (ec.2.12) nos da:

$$n_{No} . p_{Po} = n_i^2$$

Combinando ambas ecuaciones podemos llegar al siguiente resultado:

$$\frac{p_{Po}}{p_{No}} = \frac{n_{No}}{n_{Po}} = e^{V_o/V_T} \qquad \text{(ec.4.12)}$$

(Nótese que se podría llegar al mismo resultado aplicando las ecuaciones de Boltzmann). El origen de la expresión anterior está en considerar que en equilibrio la corriente total de huecos y la corriente total de electrones han de ser ambas nulas. Fuera del equilibrio (es decir al polarizar) esto no es totalmente cierto, pero podemos considerar que se cumple aproximadamente cerca de la zona de carga espacial, o más exactamente,

<u>en los bordes de la zona de carga espacial</u>.De esta forma podemos reescribir la (ec.4.12) sustituyendo el potencial V_o por el potencial existente en la unión polarizada, $V_o - V$:

así

$$\frac{p_P(0_P)}{p_N(0_N)} = \frac{n_N(0_N)}{n_P(0_P)} = e^{(V_o - V)/V_T} \qquad \text{(ec.4.13)}$$

de lo que deducimos:

$$p_N(0_N) = p_P(0_P).e^{-V_o/V_T}.e^{V/V_T}$$

aplicando (ec.4.12):

$$\frac{p_{No}}{p_{Po}} = e^{-V_o/V_T}$$

sustituyendo en (ec.4.13) obtenemos:

$$p_N(0_N) = \frac{p_P(0_P)}{p_{Po}}.p_{No}e^{V/V_T} \qquad \text{(ec.4.14)}$$

Por lo tanto,el problema de hallar el exceso de huecos en la zona N, $p_N(0_N)$ (recordemos que $\Delta p_N(0_N) = p_N(0_N) - p_{No}$) se "reduce" a hallar el valor de $p_P(0_P)$.Ahora bien,

$$p_P(0_P) = p_{Po} + \Delta p_P(0_P) = p_{Po} + \Delta n_P(0_P) \qquad \text{(ec.4.15)}$$

ya que debe cumplirse para todo x que:

$$\Delta p_P(x) = \Delta n_P(x) \qquad \text{(excesos iguales)}$$

y en particular para $x = 0_P$.Sustituyendo (ec.4.15) en (ec.4.14):

$$p_N(0_N) = \left[1 + \frac{\Delta n_P(0_P)}{p_{Po}}\right].p_{No}.e^{V/V_T} \qquad \text{(ec.4.16)}$$

HIPOTESIS DE BAJA INYECCION:

Si la inyección de portadores en las zonas neutras es débil se cumplirá:

$$\frac{\Delta n_P(0_P)}{p_{Po}} \ll 1 \qquad \text{(ec.4.17)}$$

luego (ec.4.16) será:

$$p_N(0_N) = p_{No}.e^{V/V_T} \qquad \text{(ec.4.18)}$$

Es fácil ahora calcular el valor del exceso de huecos en el borde de la zona de carga espacial puesto que:

$$p_N(0_N) = p_{No} + \Delta p_N(0_N)$$

entonces, según (ec.4.18):

$$\Delta p_N(0_N) = p_{No}(e^{V/V_T} - 1) \qquad \text{(ec.4.19)}$$

El cálculo para electrones es análogo, obteniéndose:

$$\Delta n_P(0_P) = n_{Po}(e^{V/V_T} - 1) \qquad \text{(ec.4.20)}$$

CONCLUSIONES Y RESUMEN:

A nivel cualitativo, hemos visto que al polarizar una unión P-N en directa:

1) A parecen en las zonas neutras, justo en los bordes de la zona de carga espacial, unos excesos de portadores (inyección) provocados por las corrientes que cruzan la unión.
2) Para mantener la neutralidad de carga en las zonas neutras los excesos de portadores deben igualarse en cada punto:
   a) Los excesos de MINORITARIOS $\Delta p_N(x)$ y $\Delta n_P(y)$ provienen de los portadores inyectados por la unión.
   b) Para compensar los excesos anteriores, deben "entrar" unos excesos de MAYORITARIOS $\Delta n_N(x)$ y $\Delta p_P(x)$ de forma que:

   $$\Delta n_N(x) = \Delta p_N(x) \quad \text{y} \quad \Delta n_P(y) = \Delta p_P(y)$$

   que son proporcionados por el circuito exterior.

Las expresiones obtenidas en este apartado son:

$$p_N(0_N) = p_{No}e^{V/V_T} \qquad n_P(0_P) = n_{Po}e^{V/V_T}$$

$$\Delta p_N(0_N) = p_{No}(e^{V/V_T} - 1) \qquad \Delta n_P(0_P) = n_{Po}(e^{V/V_T} - 1)$$

4.2.3 Estudio de las corrientes en una unión P-N ideal

Dada la complejidad de este apartado lo vamos a subdividir en las siguientes partes:

a)Expresiones de las concentraciones en las zonas neutras.

b)Componentes de corriente.

c)Aproximaciones a realizar en el cálculo de corrientes.

d)Cálculo de la corriente total.

a)Expresiones de las concentraciones en las zonas neutras.

La resolución de la ecuación de continuidad (ec.2.82) puede generalizarse a ambas zonas neutras, obteniendo:

$$p_N(x) = p_{No} + \Delta p_N(0_N).e^{-x/L_p} \qquad \text{(ec.4.21)}$$

$$n_P(y) = n_{Po} + \Delta n_P(0_P).e^{-y/L_n} \qquad \text{(ec.4.22)}$$

y, en virtud de (ec.4.19) y (ec.4.20):

$$p_N(x) = p_{No} + p_{No}(e^{V/V_T} - 1).e^{-x/L_p} \qquad \text{(ec.4.23)}$$

$$n_P(y) = n_{Po} + n_{Po}(e^{V/V_T} - 1).e^{-y/L_n} \qquad \text{(ec.4.24)}$$

Mientras que las expresiones de los excesos serán:

$$\Delta p_N(x) = \Delta n_N(x) = p_N(x) - p_{No} = p_{No}(e^{V/V_T} - 1).e^{-x/L_p}$$

$$\Delta n_P(y) = \Delta p_P(y) = n_P(y) - n_{Po} = n_{Po}(e^{V/V_T} - 1).e^{-y/L_n}$$

(ec.4.25 y 4.26)

b)Componentes de corriente.

Como ya hemos visto en 2.5.4, existen dos componentes de densidad de corriente (arrastre y difusión) asociadas a cada tipo de portador regidas por (ec.2.49) y (ec.2.50); esto da lugar al cálculo de 4 componentes de densidad de corriente en un mismo tipo de semiconductor. Al haber dos zonas P y N (con dopados distintos) deberemos calcular estas 4 densidades de corriente en cada una de ellas: es decir, intervienen ocho tipos de densidades de corriente a calcular, que mencionamos a continuación:

ZONA N:

MAYORITARIOS electrones:
- J_{anN}=dens. corr. de arrastre de el.
- J_{dnN}=dens. corr. de difusión de el.

MINORITARIOS huecos:
- J_{apN}=dens. corr. de arrastre de huecos
- J_{dpN}=dens. corr. de difusión de huecos

Las densidades de corriente totales de electrones y huecos en la zona N serán:

$$J_{TnN} = J_{anN} + J_{dnN}$$

$$J_{TpN} = J_{apN} + J_{dpN}$$

ZONA P:

MAYORITARIOS huecos:
- J_{apP}=dens. eorr. arrastre de huecos
- J_{dpP}=dens. corr. de difusión de huecos

MINORITARIOS electrones:
- J_{anP}= dens. corr. arrastre de elec.
- J_{dnP}=dens. corr. difusión de elec.

Las densidades totales de corriente de electrones y huecos en la zona P serán:

$$J_{TnP} = J_{anP} + J_{dnP} \qquad \text{(ec.4.27)}$$

$$J_{TpP} = J_{apP} + J_{dpP} \qquad \text{(ec.4.28)}$$

Las densidad de corriente total de electrones en la unión es:

$$J_{Tn} = J_{TnN} + J_{TnP} \qquad \text{(ec.4.29)}$$

mientras que la total de huecos es:

$$J_{Tp} = J_{TpN} + J_{TpP} \qquad \text{(ec.4.30)}$$

Así,la densidad de corriente total en la unión será

$$J_T = J_{Tn} + J_{Tp} \qquad \text{(ec.4.31)}$$

que no es más que la suma de las ocho componentes citadas ant riormente.

c) Aproximaciones a realizar en el cálculo de corrientes.

Para el cálculo de las densidades de corriente supondremos que se cumplen las siguientes aproximaciones:

1º LOS MINORITARIOS SOLO SE MUEVEN POR DIFUSION.

En efecto, hemos visto que el campo eléctrico en las zonas neutras es prácticamente nulo; puesto que la concentración de minoritarios es mucho menor que la de mayoritarios, en cada zona podremos despreciar la corriente de arrastre de minoritarios frente a la de mayoritarios (recuérdese que la densidad de corriente de arrastre es proporcional a la concentración de portadores).

2º NO HAY RECOMBINACION EN LA ZONA DE CARGA ESPACIAL.

Es decir no se recombinan pares electrón-hueco en dicha zona, lo que implica que todo hueco (electrón) que entre en la zona de carga espacial por O_P (O_N) sale por O_N (O_P). Por otra parte, la corriente total es fijada por el circuito de polarización, y es constante e igual a J_T: esto implica que las corrientes totales de electrones y huecos también sean constantes en la zona de carga espacial, tal como puede verse en la siguiente figura donde se ha supuesto $n_{No} > p_{Po}$ y $n_{Po} > p_{No}$.

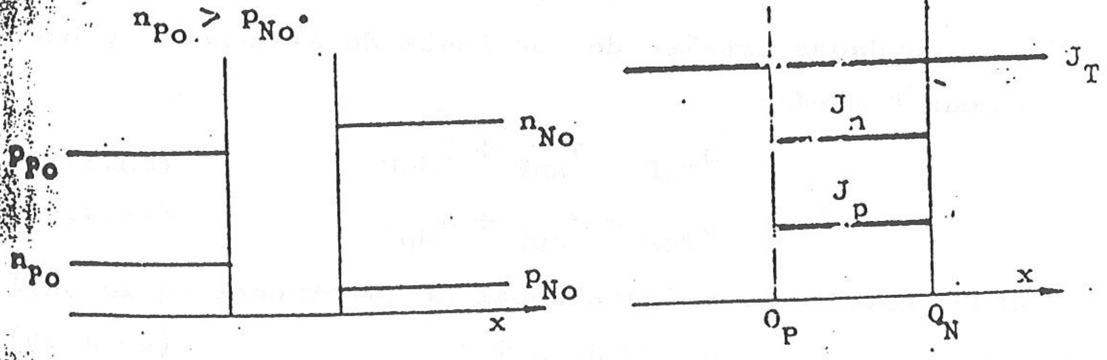


Fig. 4.7: Corrientes en la unión si no hay recombinación en la zona de carga espacial; a la izda. las concentr.

De la figura anterior podemos deducir que:

$$J_T = J_{Tn}(O_P) + J_{Tp}(O_N) \qquad \text{(ec.4.32)}$$

Obsérvese que calculamos la corriente de electrones en el borde de la zona P donde son minoritarios, y análogamente para la corriente de huecos. Puesto que por hipótesis los minoritarios

se mueven únicamente por difusión, las corrientes totales de minoritarios coinciden con las de difusión en ambas zonas P y N, y en concreto también en los bordes de la zona de carga espacial. Por tanto se cumplirá:

$$J_T = J_{dnP}(O_P) + J_{dpN}(O_N) \qquad \text{(ec.4.33)}$$

Este valor de corriente total en la unión, que calcularemos seguidamente, será una constante para cualquier sección transversal que se tome en cualquier punto del semiconductor, a lo largo de las zonas P y N, ya que no existe aporte transversal de corriente desde o hacia el exterior del semiconductor.

d) Cálculo de la densidad de corriente total.

Como se ha indicado en (ec.4.33) para hallar la corriente total bastará calcular las corrientes de difusión de minoritarios en ambas zonas P y N, particularizando a los puntos de origen O_P y O_N. Dichas corrientes las podremos obtener mediante (ec.2.49) y (ec.2.50) considerando únicamente el término de difusión, y sustituyendo en ellas las concentraciones de minoritarios por las expresiones obtenidas en (ec.4.23 y 24) debiendo obtener las derivadas de las concentraciones en O_P y O_N. Hay que destacar que para la zona P la concentración de electrones, que viene dada por (ec.4.24), se encuentra expresada como función de la coordenada "y" . Siendo $dy = -dx$, el término de difusión de (ec.2.49) cambiará de signo al ser expresado en función de "y". Siguiendo los cálculos y consideraciones antedichos tendremos:

- de (ec.4.23) : $$\left.\frac{dp_N(x)}{dx}\right|_{x=0} = -\frac{p_{No}}{L_p}\left(e^{V/V_T} - 1\right) \qquad \text{(ec.4.34)}$$

- de (ec.4.24) : $$\left.\frac{dn_P(y)}{dy}\right|_{y=0} = -\frac{n_{Po}}{L_n}\left(e^{V/V_T} - 1\right) \qquad \text{(ec.4.35)}$$

expresiones que, sustituyendo en las correspondientes a las corrientes de difusión:

$$J_{dp}(0_N) = -q\,D_p \left.\frac{dp_N(x)}{dx}\right|_{x=0} \qquad \text{(ec.4.36)}$$

$$J_{dn}(0_P) = -q\,D_n \left.\frac{dn_P(y)}{dy}\right|_{y=0} \qquad \text{(ec.4.37)}$$

(que se deducen de (ec.2.49 y 50), recuérdese la consideración hecha anteriormente en el signo de (ec.4.37)), nos permiten obtener:

$$J_{dp}(0_N) = \frac{q\,D_p}{L_p}\,p_{No}\,(\,e^{V/V_T} - 1\,) \qquad \text{(ec.4.38)}$$

$$J_{dn}(0_P) = \frac{q\,D_n}{L_n}\,n_{Po}\,(\,e^{V/V_T} - 1\,) \qquad \text{(ec.4.39)}$$

La suma de ambas corrientes, tal como se indicó en (ec.4.33), nos dará el valor de la corriente total en función de la tensión exterior aplicada V. Sacando factor común en el término exponencial queda:

$$J_T = q\left[\frac{D_p\,p_{No}}{L_p} + \frac{D_n\,n_{Po}}{L_n}\right](\,e^{V/V_T} - 1\,) \qquad \text{(ec.4.40)}$$

La expresión anterior nos dá la densidad de corriente total que atraviesa la unión P-N (y cualquier otra sección del semiconductor) cuando exteriormente se aplica una tensión $V > 0$, o sea, cuando se somete a la unión a polarización directa.
Conocida la corriente total podemos deducir la expresión de las corrientes parciales por ejemplo en la zona N.

Expresión de las densidades de corriente en la zona N.

Puesto que por hipótesis los minoritarios sólo se mueven por difusión, las componentes de corriente que tendremos que calcular son las siguintes:

J_{anN}=dens. corr. de electrones en la zona N debido al arrastre.
J_{dnN}= " " " " " " " " " a difusión.

J_{dpN}=dens. corr. de huecos en la zona N debida a la difusión.

Como veremos a continuación el cálculo se simplifica notablemente si hallamos una relación entre las tres componentes:

1)Relación entre J_{dnN} y J_{dpN}:

La concentración de electrones en la zona N es:

$$n_N(x) = n_{No} + \Delta n_N(x) \qquad \text{(ec.4.41)}$$

Por tanto, según (ec.2.45) J_{dnN} será, teniendo en cuenta (ec.4.9) (neutralidad):

$$J_{dnN} = +q.D_n.\frac{dn_N(x)}{dx} = +q.D_n.\frac{d\,\Delta p_N(x)}{dx} \qquad \text{(ec.4.42)}$$

ahora bien, la componente de difusión de minoritarios, J_{dpN}, es:

$$J_{dpN} = -q.D_p.\frac{dp_N(x)}{dx} = -q.D_p.\frac{d\,\Delta p_N(x)}{dx} \qquad \text{(ec.4.43)}$$

de ec.4.42 y ec.4.43 deducimos que:

$$J_{dnN} = -\frac{D_n}{D_p}\,J_{dpN} \qquad \text{(ec.4.44)}$$

2)Relación entre J_{anN} y J_{dpN}:

Puesto que en la zona neutra N la suma de las componentes tiene que ser igual a la densidad de corriente total:

$$J_T = J_{anN} + J_{dnN} + J_{dpN} \qquad \text{(ec.4.45)}$$

despejando J_{anN} y sustituyendo ec.4.44:

$$J_{anN} = J_T - \left(1 - \frac{D_n}{D_p}\right).J_{dpN} \qquad \text{(ec.4.46)}$$

Como decíamos anteriormente el cálculo se simplifica, puesto que se resume al cálculo de J_{dpN}.

Cálculo de J_{dpN}:

La expresión de la densidad de corriente de difusión de huecos viene dada por ec.4.43, mientras que la expresión del exceso de

huecos en la zona N, $\Delta p_N(x)$, viene dado por ec.4.25, por tanto:

$$J_{dpN} = +q.\frac{D_p}{L_p}.p_{No}.(e^{V/V_T} - 1).e^{-x/L_p} \qquad \text{(ec.4.47)}$$

Conocida J_{dpN} podemos hallar las expresiones de J_{anN} y J_{dnN} sustituyendo ec.4.47 en ec.4.44 y ec.4.46, obteniendo:

$$J_{dnN} = -q.\frac{D_n}{L_p}.p_{No}.(e^{V/V_T} - 1).e^{-x/L_p} \qquad \text{(ec.4.48)}$$

$$J_{anN} = J_T - (1 - \frac{D_n}{D_p}).p_{No}.(e^{V/V_T} - 1).e^{-x/L_p} \qquad \text{(ec.4.49)}$$

En la siguiente gráfica podemos ver las componentes calculadas anteriormente así como la densidad de corriente total.

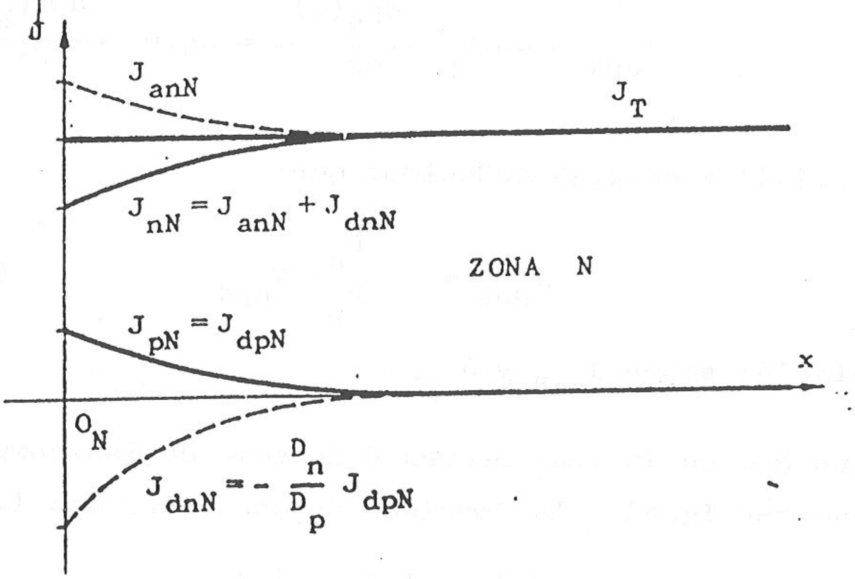


Fig.4.8: Componentes de densidad de corriente en la zona neutra N y densidad de corriente total.

Los cálculos en la zona neutra P son idénticos y siguen el desarrollo anterior; la representación de todas las componentes de corriente en la unión son las que representamos a continuación. Se observará claramente que no hay recombinación en la zona de carga espacial. Esta representación es la que corresponde cualitativamente a las concentraciones de la Fig.4.7.

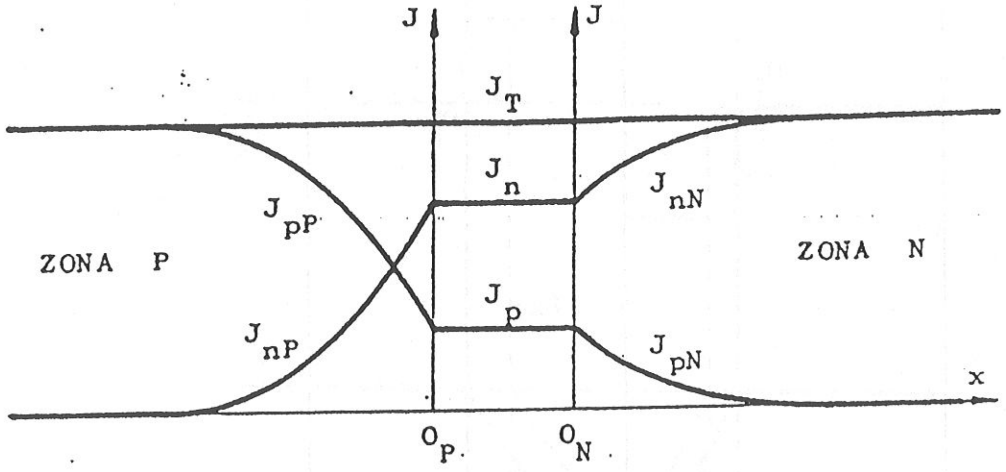


Fig.4.9:Densidades de corriente en la unión P-N polarizada en directa.

4.3 Polarización inversa.

4.3.1 Mecanismos de conducción.Anchura de la zona de carga espacial.

Si polarizamos inversamente la unión,según ec.4.1 el potencial exterior $V<0$,se suma al potencial de contacto o difusión. (es decir $V_N - V_P$ aumenta).En cosecuencia aumenta el campo eléctrico que lo produce,es decir AUMENTA EL ANCHO DE LA ZONA DE CARGA ESPACIAL.En este caso las ecuaciones 4.10 y 4.11 también son válidas,teniendo en cuenta que V será negativo.
Todo ello puede verse en Fig.4.10: (pag. siguiente)

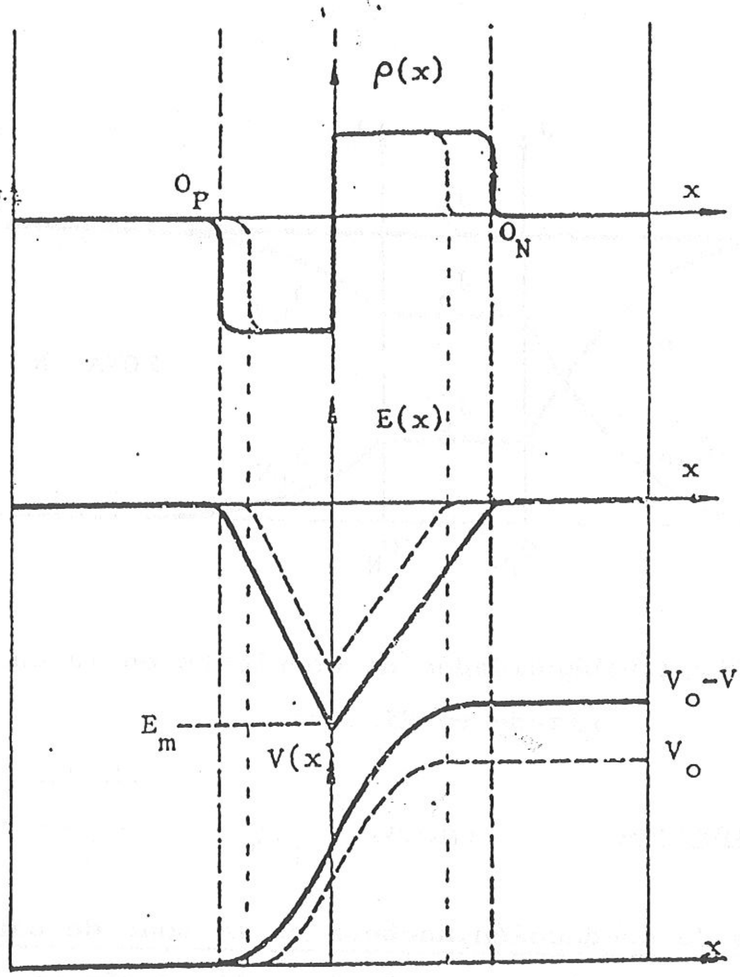


Fig.4.10:Densidad de carga,campo eléctrico y potencial en una unión P-N polarizada en inversa.A trazos discontínuos,las mismas variables para la unión en equilibrio.

Analicemos ahora los mecanismos de conducción en inversa: al aplicar una tensión $V<0$ y suponiendo que $|V|\gg V_T$,la expresión de los excesos de portadores en la zona N,por ejemplo,pueden hallarse aplicando ec.4.25 y ec.4.26,es decir:

$$\Delta p_N(x) = \Delta n_N(x) = p_{No}(e^{V/V_T}-1)e^{-x/L_p} \cong -p_{No}e^{-x/L_p}$$

$$\Delta n_P(y) = \Delta p_P(y) = n_{Po}(e^{V/V_T}-1)e^{-y/L_n} \cong -n_{Po}e^{-y/L_n}$$

(ec.4.50 y 4.51)

Estos excesos pueden verse representados en la Fig.4.11:

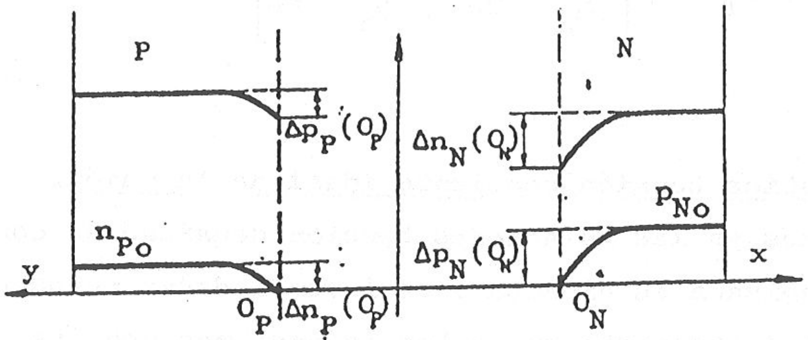


Fig.4.11:Excesos de concentraciones en la unión P-N polarizada en inversa.

Como vemos las diferencias de concentración de portadores originan una tendencia a la difusión,dirigiéndose todos hacia la zona de carga espacial.Sin embargo,solamente los minoritarios podrán cruzarla ayudados por el campo eléctrico originando una débil corriente de N a P.Los mayoritarios serán rechazados por dicho campo y no originan corriente.Esta corriente de N a P se conoce por el nombre de corriente inversa de saturación.

4.3.2 La corriente inversa de saturación.

Como hemos visto,la densidad de corriente inversa de saturación está constituida por la difusión de minoritarios;su cálculo tiene en cuenta las mismas hipótesis que en el cálculo de la corriente en polarización directa,luego se cumplirá:

$$J_T = J_{dnP} + J_{dpN} \quad \text{en todo el semiconductor}$$

al no haber recombinación en la zona de carga espacial:

$$J_T = J_{dnP}(O_N) + J_{dnN}(O_P)$$

Puesto que el cálculo de la densidad de corriente total en polarización directa se ha realizado para unos excesos genéricos $\Delta n_P(y)$ y $\Delta p_N(x)$,resulta que la expresión final de J_T dada por ec.4.40 es válida para este caso pero con $V<0$.

Por tanto,la expresión de la densidad de corriente en polarización inversa será:

$$J_T = q\left[\frac{D_p}{L_p}.p_{No} + \frac{D_n}{L_n}.n_{Po}\right].(e^{V/V_T} - 1) \qquad \text{con } V<0.$$

(ec.4.52)

4.4 Característica tensión corriente ideal de la unión.

Conocemos ya las relaciones tensión densidad de corriente de la unión polarizada en directa y en inversa dadas respectivamente por ecs.4.40 y 4.52;puesto que ambas expresiones son las mismas podemos concluir que la relación tensión-densidad de corriente de una unión P-N polarizada es:

$$J_T = q(\frac{D_p}{L_p}.p_{No} + \frac{D_n}{L_n}.n_{Po}).(e^{V/V_T} - 1) \qquad \text{(ec.4.53)}$$

donde V es la tensión de polarización (positiva o negativa).
La característica tensión-corriente puede hallarse sin más que multiplicar la densidad de corriente por el área,A, de la unión:

$$I_T = A.J_T \qquad \text{(ec.4.54)}$$

Como podemos comprobar,en polarización inversa y para $|V| \gg V_T$,la característica tensión corriente puede aproximarse por:

$$I_T = q.A(\frac{D_p}{L_p}.p_{No} + \frac{D_n}{L_n}.n_{Po})(e^{V/V_T} - 1) = -I_s$$

(ec.4.55)

El parámetro I_s es la CORRIENTE INVERSA DE SATURACION.
De esta forma llegamos a la conocida relación tensión corriente en una unión P-N polarizada,a saber:

$$I = I_s(e^{V/V_T} - 1) \qquad \text{(ec.4.56)}$$

cuya representación gráfica puede verse en Fig.4.12

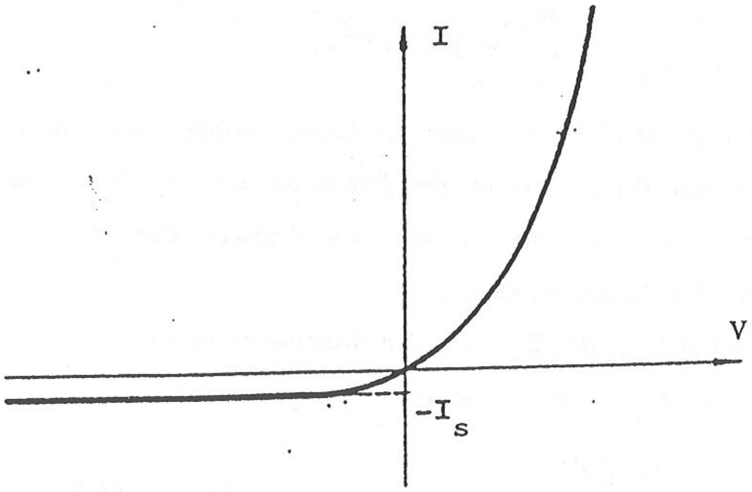


Fig.4.12:Característica tensión-corriente de una unión P-N polarizada.

4.5 Dependencia con la temperatura.

Queremos evaluar en este apartado cual es la influencia de la temperatura en la característica tensión-corriente de la unión; Sabemos que la densidad de corriente inversa de saturación, J_s, es igual a I_s/A, es decir:

$$J_s = q.\left(\frac{D_p}{L_p}.p_{No} + \frac{D_n}{L_n}.n_{Po}\right) \qquad \text{(ec.4.57)}$$

Recordando la ley de acción de masas (ec.2.12) tenemos que:

$$p_{No}.n_{No} = n_i^2 \qquad \text{es decir} \qquad p_{No} = \frac{n_i^2}{N_d}$$

Asimismo,

$$n_{Po}p_{Po} = n_i^2 \qquad \text{o sea} \qquad n_{Po} = \frac{n_i^2}{N_a}$$

sustituyendo estos resultados en ec.4.57 resulta:

$$J_s = q\left(\frac{D_p}{L_pN_d} + \frac{D_n}{L_nN_a}\right).n_i^2 \qquad \text{(ec.4.58)}$$

La ec.2.7 nos da la variación con la temperatura de n_i^2:

$$n_i^2 = A.T^3.e^{-E_{go}/KT}$$

Por lo tanto:

$$J_S = q\left(\frac{D_p}{L_p N_d} + \frac{D_n}{L_n N_a}\right).A'.T^3.e^{-E_{go}/KT} \qquad \text{(ec.4.59)}$$

que expresa la dependencia con la temperatura de la densidad de corriente inversa de saturación. Estamos en condiciones de determinar las variaciones relativas de las densidades de corriente inversa y total con la temperatura:

1) Variación relativa de J_s con la temperatura:

La variación relativa se expresa como

$$\frac{dJ_s/dT}{J_s} \qquad \text{(ec.4.60)}$$

Sustituyendo por (ec.4.59) y operando hallamos:

$$\frac{dJ_s/dT}{J_s} = \frac{3}{T} + \frac{E_{go}}{KT^2} \qquad \text{(ec.4.61)}$$

Es decir, J_s aumenta con la temperatura pero su régimen de crecimiento es cada vez menor. Por ejemplo aplicando la ecuación anterior para el Si y el Ge resulta que J_s dobla aproximadamente su valor por cada ΔT de 10° en el Ge y de 6º en el Si.

2) Variación relativa de J_T con la temperatura: en polarización directa:

Suponiendo que apliquemos a la unión una polarización positiva, V, con $V \gg V_T$, la ecuación del diodo se puede aproximar por:

$$J_T \cong J_s \, e^{V/V_T} \qquad \text{(ec.4.62)}$$

en cuyo caso, la variación relativa de la densidad de corriente total será:

$$\frac{dJ_T/dT}{J_T} = \frac{dJ_s/dT}{J_s} - \frac{qV}{KT^2} \qquad \text{(ec.4.63)}$$

es decir un aumento algo menor que J_s.

3) Variación de V con la temperatura:

Queremos hallar la variación de la tensión en bornas del diodo en función de la temperatura, es decir dV/dT; en este caso supondremos la corriente del diodo constante, hallando (de ec.4.62)

$$\frac{dV}{dT} = \frac{-3K}{q} - \frac{E_{go}}{qT} + \frac{V}{T} \qquad \text{(ec.4.64)}$$

que suele estar comprendida entre -1mV/ºC y -3mV/ºC y es negativa.

Tras este estudio,podemos representar cualitativamente como varía la característica del diodo en función de la temperatura:

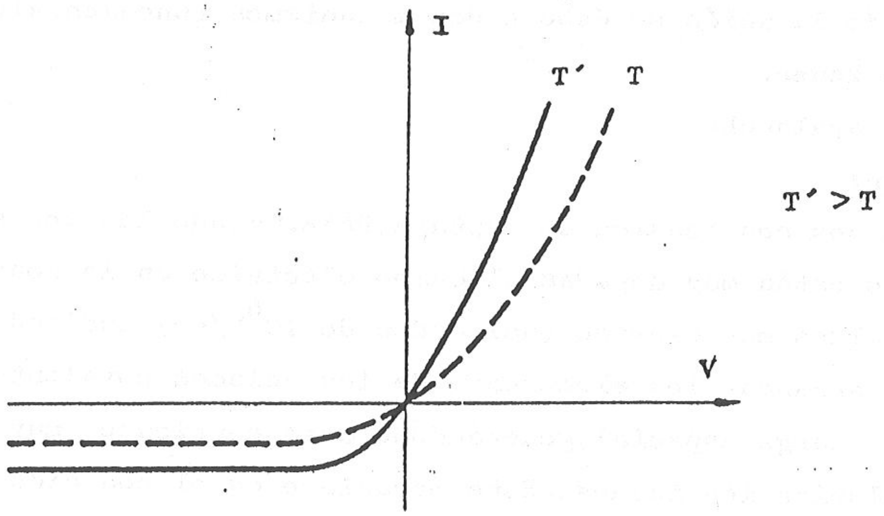


Fig.4.13:Variación de la ley tensión corriente en un diodo ideal en función de T.

4.6 Mecanismos de ruptura.

Al polarizar inversamente una unión con una tensión creciente en sentido inverso,llega un momento en que la corriente inversa de saturación experimenta un incremento muy grande y la característica V-I cae casi en vertical para una tensión inversa V_z,tal como puede verse en la Fig.4.14:

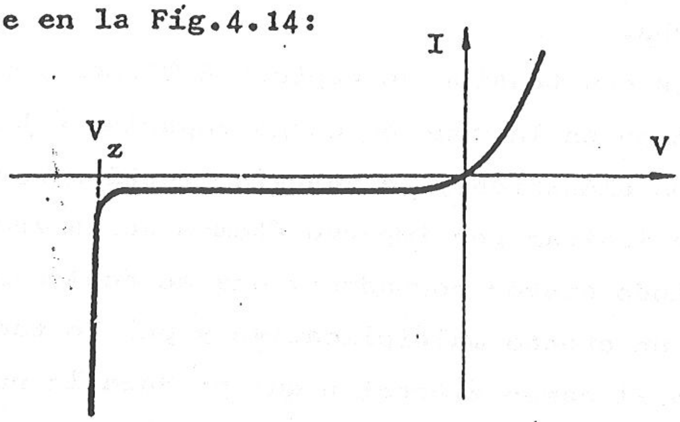


Fig.4.14:Ruptura de la unión.

Debe observarse que una unión en ruptura no implica la destrucción del diodo, puesto que hay diodos que trabajan precisamente en esta región de funcionamiento (diodos zener); sin embargo para evitar su destrucción, es necesario que la potencia disipada por el diodo sea inferior a la máxima especificada por el fabricante.

La ruptura de la unión se debe a dos mecanismos fundamentales:

a) Ruptura zener.

b) Ruptura avalancha.

a) Ruptura zener:

Domina en diodos con tensión de ruptura BAJA. Cuando las zonas P y N del diodo están muy dopadas el campo eléctrico en la zona de carga espacial es muy elevado (del orden de 10^6 V/cm) pudiendo por sí mismo arrancar los electrones de los enlaces covalentes de la zona de carga espacial, generándose unas corrientes muy intensas en polarización inversa. Este mecanismo es el conocido efecto túnel descrito en la mecánica cuántica. Se demuestra que el efecto zener (ruptura zener) se produce para tensiones V_z que cumplen:

$$V_z \leqslant 4E_{go}/q \qquad (E_{go}=\text{Gap del material})$$

Cuando el mecanismo de ruptura es el efecto zener el coeficiente de temperatura es NEGATIVO, es decir al aumentar T disminuye V_z. Intuitivamente, si T aumenta los electrones de la zona de carga espacial están menos ligados a sus enlaces, luego la intensidad de campo eléctrico para arrancarlos será menor.

b) Ruptura avalancha.

Domina en diodos con tensión de ruptura ALTA. Los portadores se aceleran al entrar en la zona de carga espacial debido a la presencia del campo eléctrico, y la energía cinética que adquieren la emplean para ionizar por impacto átomos de la zona de carga espacial generando nuevos portadores que se aceleran a su vez, dando orígen a un efecto multiplicativo y por lo tanto a una corriente intensa. El campo eléctrico que produce la ruptura por avalancha es en general menor que el necesario para producir la ruptura zener; la zona de carga espacial debe ser lo suficientemente larga para que los portadores almacenen energía cinética.

Por ello el mecanismo de avalancha domina en uniones no tan dopadas. Se demuestra que este mecanismo domina para tensiones de ruptura V_z que cumplan:

$$V_z \geqslant 6E_{go}/q$$

En la ruptura por avalancha el coeficiente de temperatura es POSITIVO, es decir cuando T aumenta V_z aumenta. Intuitivamente, al aumentar T aumenta la agitación térmica aumentando el número de choques y disminuyendo el camino medio libre entre choques. En consecuencia disminuye la velocidad del portador siendo necesaria una intensidad de campo eléctrico mayor para que el portador adquiera mayor energía cinética suficiente para ionizar los átomos de la zona de carga espacial.

4.7 Transitorio de corte en una unión P-N.

Nos proponemos analizar cualitativamente que ocurre al pasar bruscamente de una polarización directa a una polarización inversa en una unión P-N; el símbolo de una unión P-N como elemento de circuito (en circuitos la unión P-N se llama diodo) es:

Fig.4.15: La unión y su símbolo circuital.

Para averiguar el comportamiento de la unión en el caso anterior supondremos el siguiente circuito, en el cual el interruptor ha permanecido conectado al borne positivo de V^+ desde $t=-\infty$.

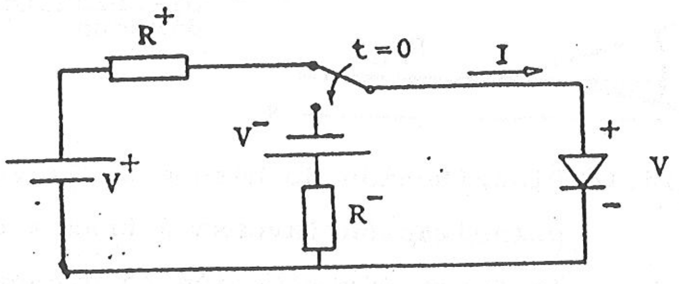


Fig.4.16: Circuito para el estudio del transitorio de corte en una unión P-N.

Cuando tenemos la unión P-N polarizada en directa (en la figura

antes de t = 0) y bruscamente invertimos la polarización (en t=0) se produce un régimen transitorio hasta alcanzar el estado permanente en polarización inversa: este es el llamado transitorio de corte.

Para t < 0: el diodo está polarizado en directa y por tanto la corriente que lo atravesará, I_d, deberá cumplir la ecuación de la unión, es decir:

$$I_d = I_s(e^{V/V_T} - 1) \qquad \text{(ec.4.65)}$$

Por otra parte el circuito exterior impone:

$$V^+ = V_d + I_d \cdot R^+ \qquad \text{(ec.4.66)}$$

La distribución de portadores minoritarios en la zona N por ejemplo, será:

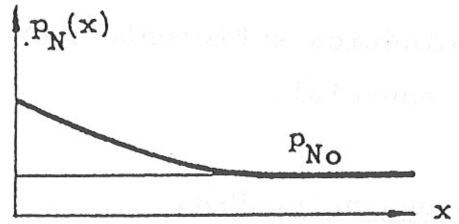


Fig.4.17: Distribución de huecos en la zona N en polarización directa.

Para t ≥ 0: conmutamos el circuito y el diodo pasa a polarización inversa, y al cabo de un CIERTO TIEMPO llegaremos a un nuevo estado permanente dado por la corriente inversa de saturación:

$$I_d = -I_s$$

y una distribución de minoritarios en la zona N como la de la siguiente figura:

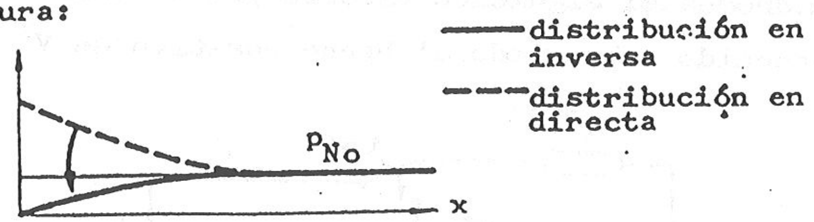


Fig.4.18: Distribución de huecos en la zona N para polarización inversa. A trazos discontínuos la misma distribución en directa.

El paso de una distribución a otra requiere un cierto tiempo durante el cual los huecos deben pasar a la zona P arrastrados por el intenso campo eléctrico de la zona de carga espacial.

Evidentemente, durante el tiempo de "desalojo", existe una corrien te I_i de N a P mayor que la inversa de saturación (al haber una concentración de huecos mayor remanente de la polarización direc ta), a partir de la cual la corriente tiende a su valor final I_s. El valor de I_i viene limitado por el circuito exterior (ver la Fig. 4.16) a:

$$I_i = \frac{V^-}{R^-}$$

si suponemos $V^- \gg V_d$.

Así, durante un tiempo al que llamaremos t_s, la corriente se man- tiene a un valo I_i dado por la ecuación anterior, y solo a par- tir de t_s tiende a I_s. El parámetro t_s se denomina "TIEMPO DE RE- TRASO POR ALMACENAMIENTO"; se demuestra que su valor viene deter- minado por el tiempo de vida medio (de los huecos) a través de la siguiente expresión:

$$t_s = \tau_p . \ln\left(\frac{I_d}{I_s} + 1\right)$$

Las gráficas de variación tensión corriente cuando transiciona- mos en t=0 de polarización directa a inversa pueden verse, referi das a la Fig. 4.16, a continuación:

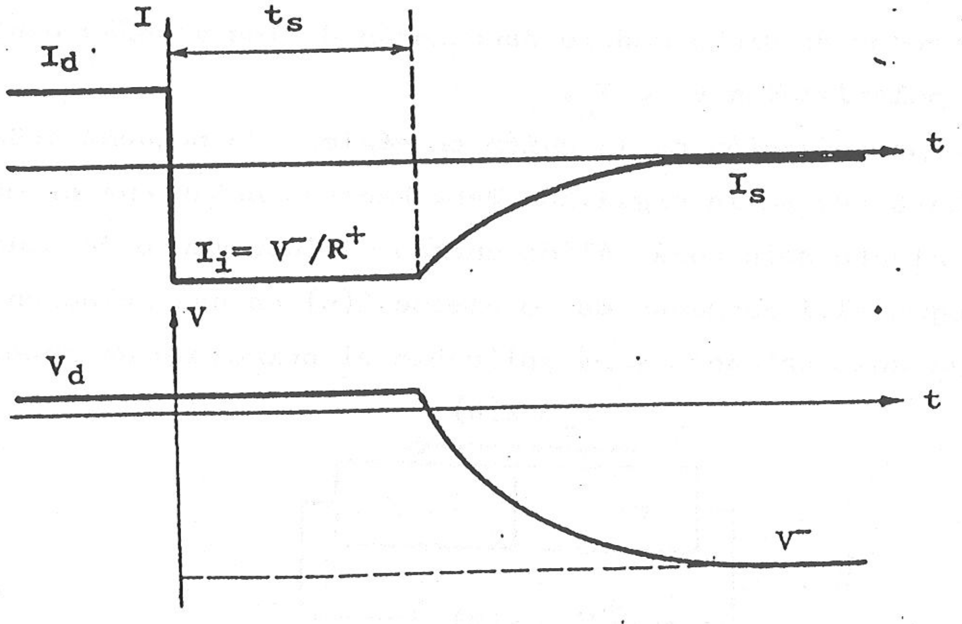


Fig. 4.19: Transitorio de corte en una unión P-N.

Como puede preveerse, t_s constituye un límite para la máxima fre- cuencia de funcionamiento.

4.8 La unión P-N en pequeña señal: modelo equivalente.

Entenderemos por régimen de pequeña señal a aquel en el cual la tensión aplicada a la unión P-N, designada con V, se puede considerar como superposición de dos tensiones, una contínua y otra variable con el tiempo y de amplitud "suficientemente" pequeña, que denominaremos "pequeña señal". De esta forma, la tensión de polarización aplicada será:

$$V = V_c + v(t) \qquad \text{(ec.4.67)}$$

donde v(t) es la pequeña señal, o sea, es la desviación en el tiempo de la tensión aplicada V respecto su valor contínuo V_c.

Como consecuencia de la aplicación de dicha polarización, y suponiendo un valor de v(t) suficientemente pequeño para que sea válido el principio de superposición, aparecerá una corriente (tomada como positiva en sentido directo) que vendrá dada por:

$$I = I_c + i(t) \qquad \text{(ec.4.68)}$$

donde i(t) es el término variable de la corriente debido a la pequeña señal v(t), término variable de la tensión.

El modelo equivalente de la unión P-N en pequeña señal describe la relación existente entre v(t) e i(t). Obviamente los parámetros de dicho modelo dependerán de los valores contínuos o de polarización V_c e I_c.

La polarización de la unión en régimen de pequeña señal queda ilustrada en la Fig.4.20. Debe hacerse notar que el modelo equivalente sólo será válido cuando el incremento de tensión v(t) provoque el incremento de corriente i(t) en una relación lineal, ya que sólo entonces será aplicable el principio de superposición

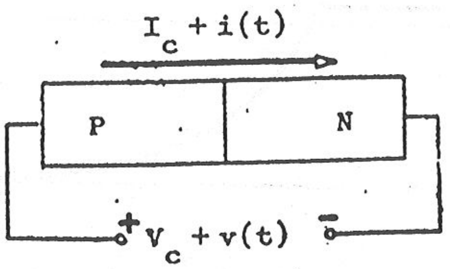


Fig.4.20: La unión P-N sometida a polarización contínua más una pequeña señal.

Seguidamente analizaremos cada uno de los parámetros a considerar en el modelo equivalente en pequeña señal.

4.8.1 La capacidad de transición.

Recuérdese que un incremento positivo en la tensión aplicada V provoca una disminución en el ancho de la zona de carga espacial w, véase la (ec.4.10). La carga FIJA en cada lado de la unión, en la zona de carga espacial, disminuirá al aumentar la tensión aplicada V. Existirá por tanto un AUMENTO en la carga de portadores que deben cubrir dicha reducción de la zona de carga espacial. Para cuantificar esta variación en aumento de la carga MOVIL definimos los siguientes términos: Q_j = Carga total en zona N de la Z.C.E.
$Q_j(0)$ = valor de Q_j en la unión sin polarizar, $V = 0$
$Q_j(V_j)$ = valor de Q_j con una tensión aplicada $V = V_j$
Obsérvense dichos términos en la Fig.4.21. En el lado P el razonamiento sería análogo.

Al pasar de una tensión 0 a V_j la carga fija que ha desaparecido se ha cubierto con una carga móvil de portadores mayoritarios que para la zona N vendrá dada por:

$$q_v(V_j) = Q_j(0) - Q_j(V_j) \qquad \text{(ec.4.69)}$$

en polarización directa será $q_v(V_j) > 0$, $V_j > 0$

y en polarización inversa : $q_v(V_j) < 0$, $V_j < 0$.

Las variaciones en las distribuciones de concentración de portadores y en la carga móvil pueden verse en las Figs. 4.22 y 4.23, que expresan el balance de carga móvil desde V=0 hasta $V=V_j$.

Vemos, por tanto, que la carga móvil almacenada en las zonas neutras aumentará al aumentar la tensión V_j. Esta consideración nos permite definir la capacidad de Transición, C_j:

$$C_j = \frac{dq_v(V_j)}{dV_j} \qquad \text{(ec.4.70)}$$

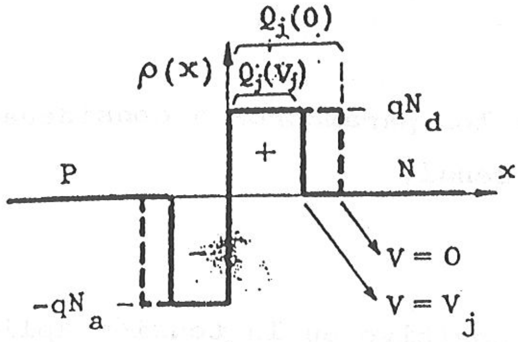


Fig.4.21: Densidad de carga espacial para V=0 y $V=V_j$

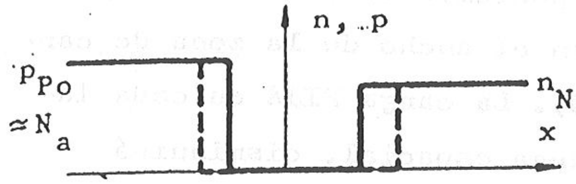


Fig.4.22: Distribución de la concentración de portadores para V=0 y $V=V_j$

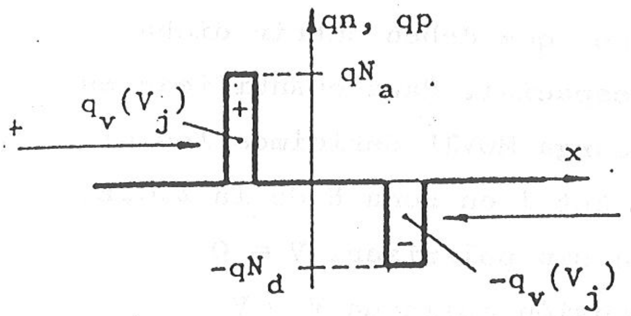


Fig.4.23: Variación en la carga de portadores desde V=0 a $V=V_j$

La variación de carga móvil en las zonas neutras obviamente deberá ser aportada por el circuito exterior, traduciéndose en una corriente debida a la capacidad de transición.

Vamos a obtener la expresión de C_j a partir de (ec.4.69) y(ec.4.70). Por ser $Q_j(0)$ una constante, será:

$$C_j = - \frac{dQ_j(V_j)}{dV_j} \qquad \text{(ec.4.71)}$$

La carga total en el lado N de la zona de carga espacial a una tensión $V=V_j$ será:

$$Q_j = q\, N_d\, w_n = q\, N_d \frac{N_a}{N_a+N_d}\, w =$$

$$= q \frac{N_a N_d}{N_a+N_d} \left[\frac{2\varepsilon}{q} \left(\frac{1}{N_a} + \frac{1}{N_d} \right) (V_o - V) \right]^{\frac{1}{2}} \qquad \text{(ec.4.72)}$$

Derivando Q_j respecto a V obtendremos la capacidad de transición de la forma:

$$C_j = -\frac{dQ_j}{dV} = +\frac{1}{2}.\frac{qN_aN_d}{N_a+N_d}.\frac{2\varepsilon}{q}.\frac{N_a+N_d}{N_aN_d}\left[\frac{2\varepsilon}{q}\left(\frac{1}{N_a}+\frac{1}{N_d}\right)(V_o - V)\right]^{-\frac{1}{2}} =$$

$$C_j = \frac{\varepsilon}{\sqrt{\frac{2\varepsilon}{q}\left(\frac{1}{N_a}+\frac{1}{N_d}\right)(V_o - V)}} \qquad \text{(ec.4.73)}$$

El denominador de (ec.4.73) es precisamente el ancho de la zona de carga espacial w, por tanto:

$$C_j = \frac{\varepsilon}{w} \qquad \text{(ec.4.74)}$$

Debe remarcarse que el valor de la carga Q_j, que se obtuvo a partir de: $Q_j = q\,N_d\,W_n$, está referido a la unidad de sección de la unión (N_d en cm^{-3}, w_n en cm; Q_j en $C.cm^{-2}$), por lo que debe tenerse en cuenta que el valor obtenido para C_j en (ec.4.74) se halla también referido a la unidad de sección. Por lo tanto, la capacidad de transición de una unión P-N de sección A será:

$$C_j = A\,\frac{\varepsilon}{w} \qquad \text{(ec.4.75)}$$

Como vemos este resultado es equivalente a la capacidad de un condensador plano de área A, con armaduras separadas una distancia w y con un dieléctrico de permitividad ε.

Observémos también que C_j será mayor con tensiones V mayores, ya que entonces será menor w, siguiendo una ley en función de V de la forma:

$$C_j = K\,\frac{1}{\sqrt{V_o - V}} \qquad \text{(ec.4.76)}$$

Sin embargo, aunque con $V<0$ es C_j menor que con $V>0$, esta capacidad es la que predomina en polarización inversa, careciendo de relevancia en polarización directa, donde dominará la Capacidad de Difusión, tratada en el aptdo. siguiente.

4.8.2 La Capacidad de difusión.

En el apartado anterior se analizó la variación de la carga de portadores mayoritarios debida a la variación del ancho de la zona de carga espacial w, al variar la tensión de polarización. Analizaremos ahora la variación de la carga de los portadores mayoritarios pero a lo largo de las zonas neutras, al variar la tensión aplicada V.

Dicho cálculo presenta un inconveniente de partida, ya que en el modelo de la unión P-N que hemos estudiado se ha partido de la ecuación de continuidad considerando que las distribuciones de concentración de portadores son invariantes con el tiempo. Por tanto no entraremos en el análisis riguroso y daremos sólamente una descripción cualitativa de dichas variaciones de carga de portadores en las zonas neutr.

Cuando pasamos de una tensión de polarización:

$V_1 = V_c + v(t_1)$ a otra, por ejemplo, mayor:

$V_2 = V_c + v(t_2) = V_1 + \Delta V$, con $V_2 > V_1$ ($\Delta V > 0$)

los excesos de concentración de portadores mayoritarios y minoritarios en las zonas neutras aumentarán (véase ec.4.25). Es decir, existirá un incremento en la carga de portadores mayoritaros, provocado por el incremento ΔV, que designaremos por ΔQ_P y ΔQ_N, como puede verse en la Fig.4.24.

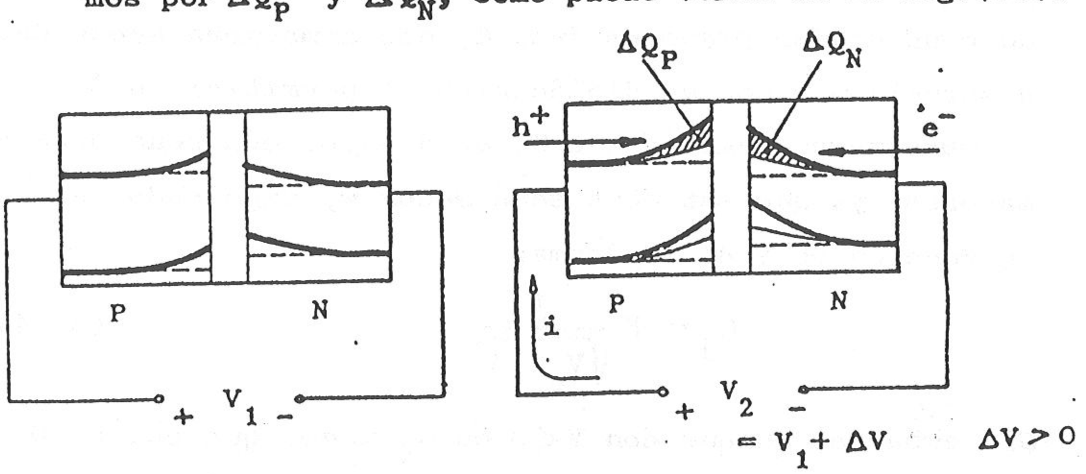


Fig.4.24: Capacidad de difusión. Incremento de carga de portadores en las zonas neutras, y corriente i asociada, al aumentar la tensión en ΔV.

Estos incrementos de carga de portadores mayoritarios deberán ser aportados por el circuito exterior, produciéndose por tanto una corriente i asociada a dicho flujo de carga. Al igual que en el caso del apartado anterior, esta corriente se superpondrá a la corriente contínua I_c, y puede ser interpretada como efecto de una capacidad, que denominaremos CAPACIDAD DE DIFUSION, C_D, y que vendrá dada por:

$$C_D = \frac{dQ_N}{dV} + \frac{dQ_P}{dV} \qquad \text{(ec.4.77)}$$

Efectuando las integraciones adecuadas puede justificarse que dicha capacidad sigue una ley exponencial en función de V de la forma:

$$C_D = K' e^{V/V_T} \qquad \text{(ec.4.78)}$$

Al igual que C_j, el valor de C_D aumenta al aumentar V, pero a un ritmo superior, de forma que $C_D > C_j$ en polarización directa, y por tanto domina frente a C_j para $V > 0$, y al contrario, será $C_D < C_j$ en polarización inversa, tal como puede observarse en la Fig.4.25.

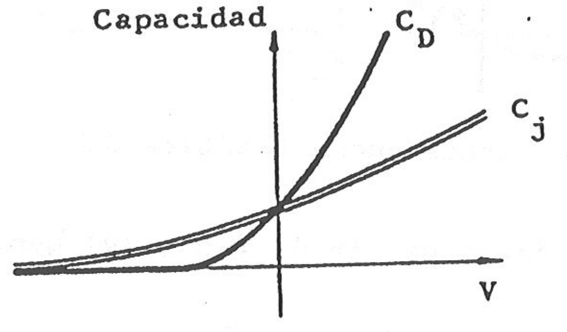


Fig.4.25: Capacidades de transición C_j y de difusión C_D en polarización directa $V > 0$ e inversa $V < 0$.

Ambas capacidades suelen ser muy pequeñas, del orden de los picofaradios, por lo que sólo tendrán importancia en transitorios rápidos (variaciones bruscas de V) o en señales de frecuencia muy elevada.

4.8.3 Resistencia dinámica.

Definiremos también en este apartado el concepto de Resistencia estática.

La característica tensión - corriente que se obtuvo para la unión P-N es:

$$I = I_s\,(\,e^{V/V_T} - 1\,) \qquad \text{(ec.4.79)}$$

Se define la RESISTENCIA ESTATICA R en un punto Q cualquiera de la característica mediante:

$$R = \frac{V_c}{I_c} = \frac{1}{\left(\frac{I_c}{V_c}\right)}$$

donde V_c, I_c son la tensión y corriente para la unión P-N en el punto Q. Gráficamente puede interpretarse el valor de la resistencia estática tal como se indica en la Fig.4.26

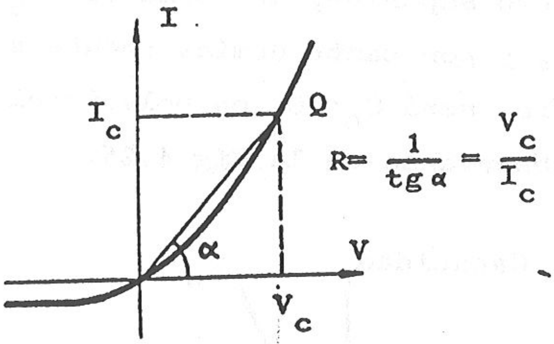


Fig.4.26: Resistencia Estática R.

Puede verse también, a partir de (ec.4.79) que:

$$R = \frac{V}{I} = \frac{V}{I_s(e^{V/V_T}-1)} \simeq \frac{V}{I_s\,e^{V/V_T}} = \frac{V}{I+I_s} \qquad \text{si} \quad V \gg V_T$$

$$\simeq -\frac{V}{I_s} \qquad \text{si} \quad V<0 \quad \text{y} \quad |V| \gg V_T$$

La RESISTENCIA DINAMICA en un punto cualquiera de la característica es:

$$r_d = \frac{dV}{dI} = \frac{1}{\left(\frac{dI}{dV}\right)}$$

donde la derivada deberá ser calculada en el punto Q de la característica donde interese el valor de r_d. Gráficamente puede interpretarse el valor de la resistencia dinámica tal como se indica en la Fig.4.27.

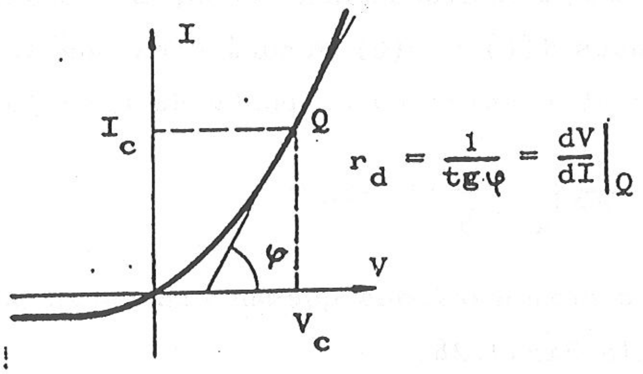


Fig.4.27: Resistencia Dinámica r_d.

A partir de (ec.4.79) se tiene:

$$\frac{1}{r_d} = \frac{dI}{dV} = \frac{I_s}{V_T}\, e^{V/V_T} \qquad \text{(ec.4.80)}$$

luego: $$r_d = \frac{V_T}{I_s\, e^{V/V_T}} = \frac{V_T}{I + I_s} \simeq \frac{V_T}{I} \quad \text{si } V \gg V_T \qquad \text{(ec.4.81)}$$

o sea, para $V \gg V_T$ la resistencia dinámica es inversamente proporcional a la corriente de polarización contínua I.

Seguidamente vamos a interpretar gráficamente el valor de la resistencia dinámica para una polarización con pequeña señal senoidal v(t).

Al aplicar una tensión contínua V_c, la corriente contínua I_c vendrá dada por el punto de la característica correspondiente a dicha tensión contínua, y que denominaremos "punto de trabajo" Q.

Si a V_c se superpone una pequeña señal senoidal v(t), suficientemente pequeña, el incremento de tensión v(t) producirá un incremento lineal de corriente de valor i(t), ya que en el entorno del punto Q la curva característica podrá aproximarse mediante una recta. La relación entre ambos incrementos i(t) y v(t) vendrá dada por la pendiente a la curva característica en el punto de trabajo Q, o sea:

$$\frac{i(t)}{v(t)} = \left.\frac{dI}{dV}\right|_Q = \frac{1}{r_d} = \operatorname{tg}\varphi$$

todas estas consideraciones quedan expuestas para mayor claridad en la Fig.4.28.

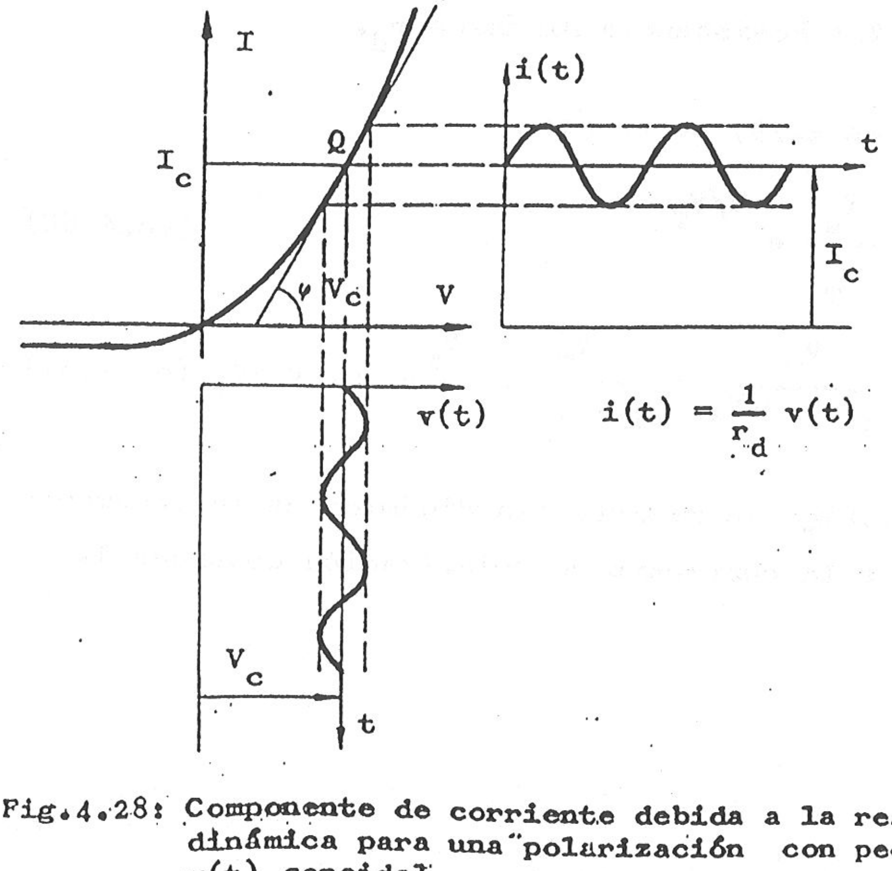


Fig.4.28: Componente de corriente debida a la resistencia dinámica para una polarización con pequeña señal v(t) senoidal.

Modelo equivalente:

Resumiendo los apartados anteriores, la corriente total de pequeña señal será la superposición de las tres corrientes, debidas a los tres parámetros estudiados: Capacidades de transición, de difusión y resistencia dinámica.

Por tanto, la corriente total a través de la unión será:

$$I_T = I_c + i(t) = I_c + C_j \frac{dv(t)}{dt} + C_D \frac{dv(t)}{dt} + \frac{1}{r_d} v(t)$$

(ec.4.82)

donde:

I_c = componente contínua.

$i(t)$ = componente de pequeña señal.

Es decir, al aplicar una tensión de polarización $V_c + v(t)$ a la unión P-N aparecen, superpuestas a la corriente contínua I_c, tres componentes de pequeña señal:

$C_j \frac{dv(t)}{dt}$ = corriente debida a la variación del ancho de la zona de carga espacial.

$C_D \frac{dv(t)}{dt}$ = corriente debida a la redistribución de portadores al cambiar la tensión de polarización.

$\frac{1}{r_d} v(t)$ = corriente debida a la resistencia dinámica, en el entorno del punto Q de trabajo en contínua.

Por consiguiente, a efectos del análisis en pequeña señal de tensiones y corrientes, el modelo equivalente de la unión P-N es el que se ilustra en la Fig.4.29.

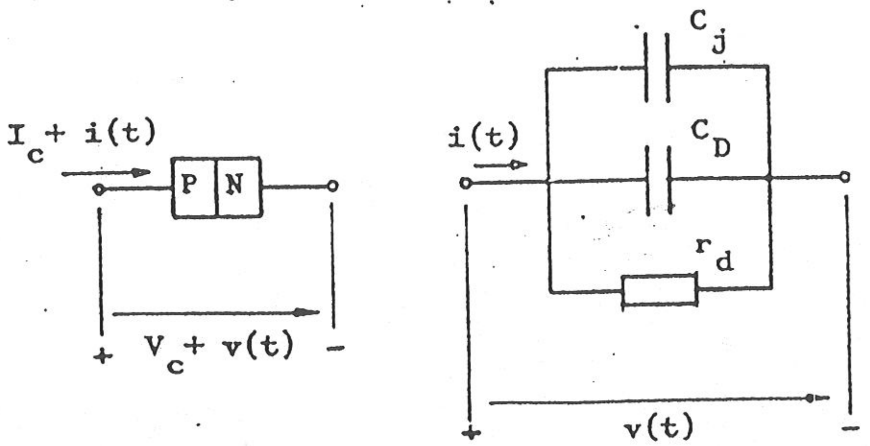


Fig.4.29: Modelo equivalente de la unión P-N para pequeña señal.

Cabe destacar que cada uno de los parámetros C_j , C_D y r_d del modelo equivalente dependerán en su valor del punto de trabajo en que se consideren, de forma que si la la tensión de polarización contínua V_c cambia, también cambiarán de valor los parámetros antedichos.

4.9 La unión P-N iluminada.

Muchos dispositivos optoelectrónicos (fotodiodos, células solares) basan sus propiedades esenciales en las propiedades eléctricas de una unión P-N sometida a una generación óptica de portadores: un fotón incidente en la unión puede crear un par electrón-hueco. Vamos a describir cualitativamente la respuesta de una unión P-N sometida a una iluminación que genera de forma uniforme G pares electrón-hueco por cm^3.

En determinadas condiciones, la incidencia de una radiación luminosa en una unión P-N provoca una generación de pares tanto en las zonas neutras como en la zona de carga espacial; analicemos cualitativamente la contribución a la densidad de corriente total de dicha generación:

a) En la zona de carga espacial:

En esta zona el campo eléctrico presente (dirigido de N a P) arrastra inmediatamente después de la generación el hueco hacia P y el electrón hacia N. Resulta pués que aparece una corriente neta de N a P que se opone a la corriente de polarización directa (de P a N) Esta acción del campo evita que se recombine el par fotogenerado.

b) En las zonas neutras:

Puede demostrarse que los minoritarios fotogenerados se suman a los causantes de la corriente inversa de saturación, sumándose a la anterior.

Según lo dicho anteriormente, podemos escribir que la corriente total en una unión P-N iluminada es:

$$I = I_s(e^{V/V_T} - 1) - I_L \qquad \text{(ec.4.84)}$$

donde:

- $I_s(e^{V/V_T} - 1)$ = corriente en la "oscuridad".
- I_s = corriente inversa de saturación en la "oscuridad".
- I_L = corriente debida a la fotogeneración.

Asimismo, puede demostrarse que la densidad de corriente de fotogeneración, J_L, viene dada por:

$$J_L = \frac{I_L}{A} = q.G.(L_n + L_p) + q\int_{O_N}^{O_P} G dx \qquad \text{(ec.4.85)}$$

dondé:

$- q.G.(L_n + L_p)$ = densidad de corriente fotogenerada en zonas neutras.

$- q \int_{0_N}^{0_P} Gdx$ = densidad de corriente fotogenerada en la zona de carga espacial.

La representación gráfica de la característica I-V de una unión P-N iluminada puede verse en la siguiente figura, donde se ha dibujado para distintos valores de I_L.

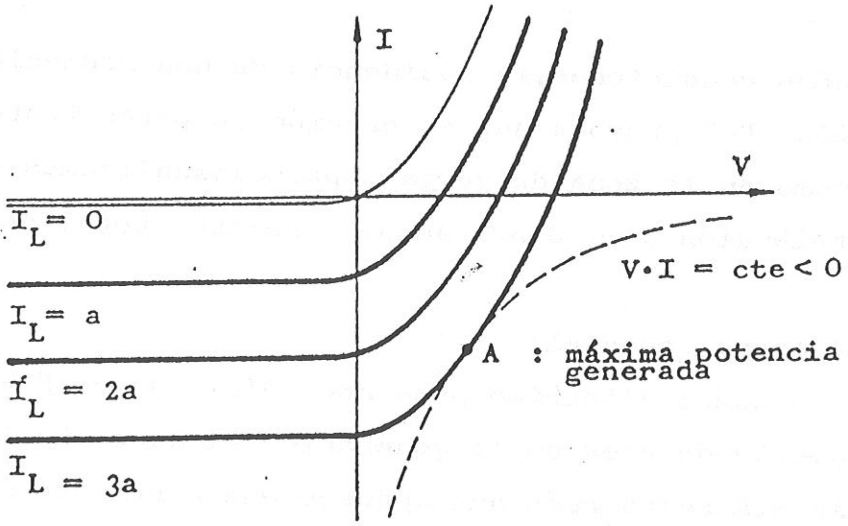


Fig.4.30: Característica tensión-corriente de la unión P-N iluminada, para distintas I_L.

Como puede observarse en la figura anterior:

a) Al crecer I_L crece la corriente inversa de saturación total, al crecer la concentración de pares fotogenerados.

b) En circuito abierto (es decir para I = 0) aparece en bornas de la unión P-N una tensión en circuito abierto, V_{oc}, pero no existe aportación de potencia (P = V.I = 0).

Para que podamos extraer potencia eléctrica de la unión iluminada y que ésta sea máxima (de cara a obtener un rendimiento óptimo) deberemos polarizar la unión en el punto A de la gráfica en el cual $P = P_{max}$.

Tales son, a grandes rasgos, los principios de funcionamiento de la unión P-N iluminada. De ahí surgen los dispositivos como las células solares y los fotodiodos, cuya misión principal es la de transformar potencia luminosa en potencia eléctrica.

4.10 La unión P-N real.

El desarrollo teórico elaborado hasta el momento se ha basado en el modelo del diodo idealizado,que consistía en suponer válidas una serie de hipótesis.Evidentemente estas hipótesis solo son aproximaciones al diodo real,y es de esperar que el diodo real se comporte aproximadamente como el modelo desarrollado en algunas zonas de su funcionamiento,si bien es cierto que en otras,su comportamiento se desvía de la característica idealizada.Recordemos brevemente algunas de las hipótesis del modelo ideal comentando cualitativamente el comportamiento de la unión cuando no se cumplan:

1º HIPOTESIS DE BAJA INYECCION.

Consistía en suponer que:

$$n_p(0_p)/p_{Po} \ll 1$$

A partir de cierto valor de la tensión de polarización directa esta aproximación deja de cumplirse y se dice que estamos en alta inyección.Por consiguiente,al cambiar las expresiones de los excesos dadas por ecs.4.25 y 4.26 en baja inyección,cambian las expresiones de las corrientes.Se demuestra que éstas aumentan.

2º NO HAY CAIDA DE TENSION EN LAS ZONAS NEUTRAS.

Esta hipótesis sólo es válida en baja inyección.En alta inyección aparecen unas caidas debido a la resistencia de las zonas neutras, R_N y R_P.En consecuencia solo una parte de la tensión de polarización cae en la unión y por tanto la pendiente de la característica V-I disminuirá.

3º NO EXISTE RECOMBINACION EN LA ZONA DE CARGA ESPACIAL.

En polarización directa hay una gran cantidad de electrones y huecos que cruzan la zona de carga espacial,por tanto la probabilidad de recombinación es alta y la gráfica de las corrientes no será constante en dicha zona.Por ello en un diodo real suele aproximarse la relación tensión corriente por:

$$I = I_s(e^{V/V_T \cdot \eta} - 1) \qquad \text{(ec.4.86)}$$

siendo η un parámetro que "cuantifica" aproximadamente la cantidad de recombinación en la zona de carga espacial;se cumple que:

$$1 \leqslant \eta \leqslant 2$$

4º UNION ABRUPTA.

Hemos analizado la unión abrupta por ser el caso más sencillo;sin embargo algunas uniones no pueden aproximarse por la unión abrupta (por limitaciones tecnológicas en los procesos de realización de la unión).Una aproximación usual es la unión "gradual" donde el perfil de dopado de impurezas puede aproximarse por una recta,tal como muestra la siguiente figura:

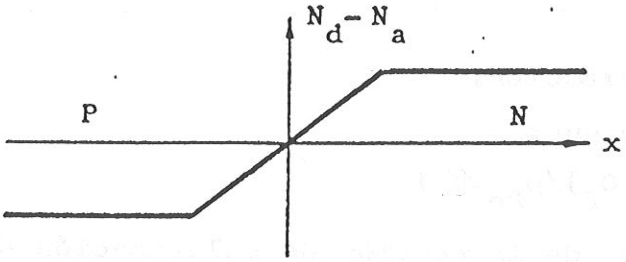


Fig.4.31:Unión gradual.

Evidentemente en este caso ninguna de las expresiones deducidas en este capítulo son válidas.

CAPITULO 5: OTROS DISPOSITIVOS DE LA UNION P-N

5.1 Diodos rectificadores.

5.2 Diodos de Ruptura.

5.3 Varicaps o Varactores.

5.4 Diodos rápidos o de conmutación.

5.5 Diodos rectificadores de potencia: Diodo PIN.

5.6 Diodo Túnel.

5.7 Diodos emisores de luz: LED.

5.1 Diodos rectificadores

Vamos a analizar a nivel básico cuales son aquellos parámetros de diseño que determinan el comportamiento, en cuanto a la característica tensión-corriente, de la unión P-N estudiada en el cap.4, y en qué forma dicha característica puede ser alterada al variar dichos parámetros de fabricación. Como referencia vamos a tomar una primera aproximación de la característica real, tal como se representa en la linealización por tramos de la Fig.5.1, donde:

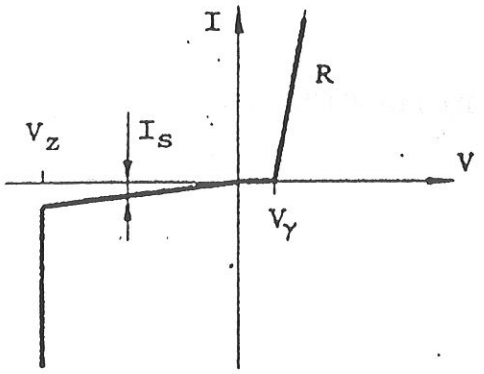


Fig.5.1: Aproximación lineal por tramos de la característica V-I real.

R= resistencia dinámica en polarización directa, supuesta constante.

V_γ = Tensión umbral $\simeq$ 0.7 V (Si)

$\simeq$ 0.2 V (Ge)

I_s = Corriente inversa de saturación.

V_z = Tensión de ruptura.

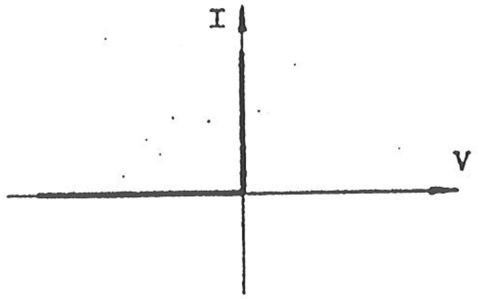


Fig.5.2: Diodo rectificador ideal. Relación V-I.

Para un diodo rectificador la característica que se procura conseguir es la indicada en la Fig.5.2, que será la característica ideal. En este caso ideal se tiene para los parámetros anteriores: $R=0$ $V_\gamma=0$ $I_s=0$ y $V_z=\infty$

Evidentemente estos requisitos distan en mayor o menor grado de la realidad, y será la utilización concreta del diodo en cada caso particular la que determine hasta qué punto son admisibles dichas hipótesis ideales, y cual será la característica idealizada a considerar.

Los parámetros físicos que determinan básicamente las propiedades del diodo son:

- E_g: Anchura de la banda prohibida.
- Dopado: Concentraciones de impurezas N_a y N_d.
- Dimensiones y geometría de la unión P-N.

Veamos en qué medida una variación en dichos parámetros hacen variar las características del diodo:

a) Si E_g aumenta: dado que: $n_i^2 = A_o T^3 e^{-E_{go}/kT}$

1.- n_i^2 disminuye

y dado que: $J_s = q \left[\frac{D_p}{L_p N_d} + \frac{D_n}{L_n N_a} \right] n_i^2$

2.- J_s disminuye, y por tanto para una misma tensión aplicada V, por ser $I = I_s(\exp(V/V_T) - 1)$:

3.- la corriente I en el diodo es MENOR, y por tanto la característica del diodo es más "aplanada", con lo que la tensión umbral V_γ es MAYOR:

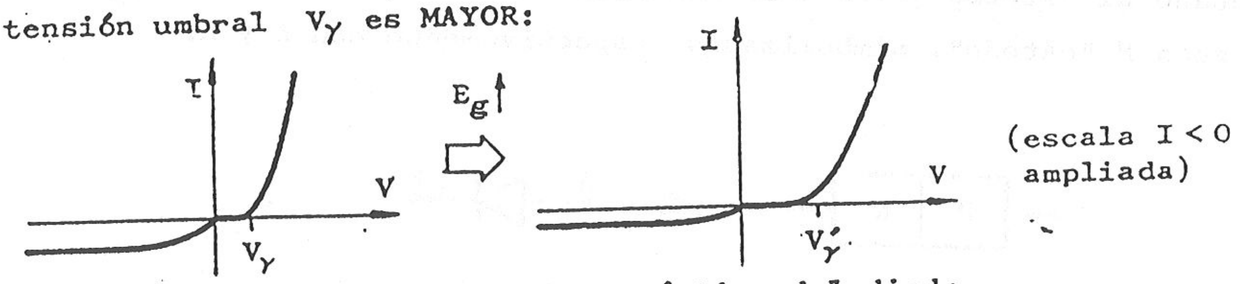


Fig.5.3: Variación de la característica del diodo frente a un aumento de E_g

Por tanto el diodo podrá conducir a tensiones mayores. Al mismo tiempo, dado que n_i (variable con la temperatura) es menor, también será menor la "variación" de la curva característica con la temperatur.

b) Si el dopado aumenta: El campo eléctrico máximo E_m en la unión será mayor, ya que es proporcional a $(N_a N_d/(N_a + N_d))^{\frac{1}{2}}$ y por consiguiente la ruptura Zener precisará una tensión MENOR para producirse, con lo que V_Z es MENOR.

Al mismo tiempo, por ser $n_n \simeq N_d$ y $p_p \simeq N_a$ las conductividades en las zonas neutras: $\sigma_p = q\, p\, \mu_p$ y $\sigma_n = q\, n\, \mu_n$ serán mayores o sea, disminuye la resistencia y la caida de tensión en las zonas neutras en polarización directa.

c) Variación en la geometría de la unión:

La resistencia total del diodo en las zonas neutras, en polarización directa, se deberá en mayor parte a aquella zona que se encuentre menos dopada. Por tanto puede conseguirse una disminución de la resistencia en polar. directa DISMINUYENDO la longitud de la zona menos dopada. Podrá disminuirse aún más la resistencia AUMENTANDO la sección del semiconductor (y de la unión).

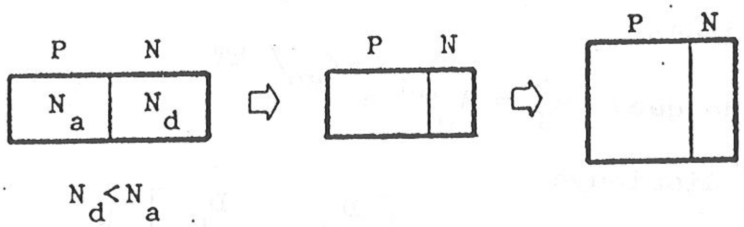


Fig.5.4: Variación de la geometría de la unión para conseguir una resistencia directa menor.

Indiquemos por último que el símbolo circuital que se emplea para los diodos rectificadores es el indicado en la Fig.5.5. El terminal conectado al extremo de la zona P se denomina "ánodo" y el conectado a la zona N "cátodo", simbolizados respectivamente con A y K.

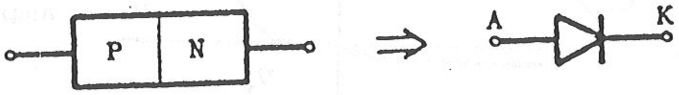


Fig.5.5: Símbolo circuital del diodo rectificador.

5.2. Diodos de ruptura

Los diodos de ruptura son aquellos que se diseñan precisamente para trabajar en la zona de ruptura de su característica. La tensión de ruptura V_Z de la unión y los fenómenos asociados a la misma fueron ya analizados en el apartado 4.6. La característica tensión-corriente en la zona de trabajo puede verse en la Fig.5.6. El diseño se realiza de forma que se tiene un amplio margen de la característica, en la zona de ruptura, donde la potencia consumida por el diodo es inferior a la máxima potencia que éste puede disipar P_m , que viene dada por el fabricante.

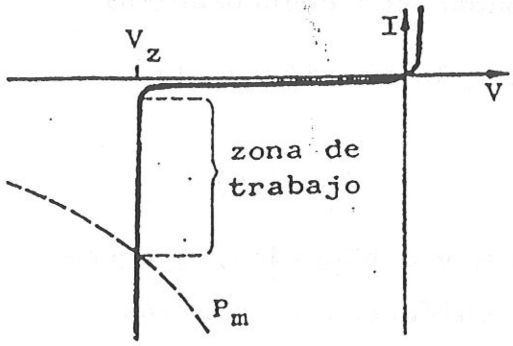


Fig.5.6: Característica y zona de trabajo de los diodos de ruptura

El nombre de Diodo Zener es el comúnmente empleado para los diodos de ruptura, ya sea ésta debida al efecto Zener o bien al efecto avalancha.

El parámetro de diseño más importante es la tensión de ruptura V_Z:

- Con altos dopados se producirá la ruptura por efecto Zener, con lo que se tiene un valor de V_z bajo, de algunos voltios.
- Con dopados bajos, por el contrario, se producirá la ruptura por efecto avalancha, con una tensión V_Z mayor que puede llegar a algunos cientos de voltios.

La principal aplicación se deduce de su zona típica de funcionamiento: Después de la ruptura la corriente es prácticamente independiente de la tensión, que queda fijada (salvo pequeña tolerancia) al valor V_Z , por tanto su utilización básica será en circuitos donde interese mantener una tensión fija (independiente de la corriente que atraviese por el diodo). El símbolo circuital del diodo Zener es el siguiente:

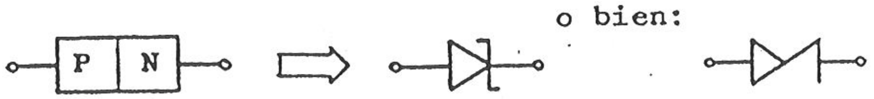


Fig.5.7: Símbolo circuital del diodo zener.

5.3 Varicaps o varactores

Estos diodos utilizan el hecho de que la capacicad de transición C_t varía con la tensión aplicada, siendo dicha capacidad predominante en polarización inversa. Para ello se emplea un perfil de dopado no uniforme, de forma la unión no es abrupta sino gradual.

Así, para un perfil de dopado de la forma:

(ec.5.1) $$N_d(x) = G \cdot x^m$$ (con G y m constantes controlables)

se tiene una capacidad de transición que varía con la tensión de la forma:

$$C_j = K\,(V_o - V)^{-\frac{1}{m+2}} \qquad \text{(ec.5.2)}$$

por tanto, en función del dopado (de los valores G y m elegidos) tendremos una dependencia u otra de la capacidad de la unión con la tensión inversa aplicada.

Su aplicación específica será,por tanto,en aquellos circuitos donde sea preciso incluir una capacidad que varíe con el nivel de tensión aplicada, (utilizándose en polarización inversa), ejemplos de los cuales los encontramos en circuitos de sintonía, detección, generación de armónicos, filtros activos y microondas.

El símbolo circuital del Varicap es el siguiente:

o bien:

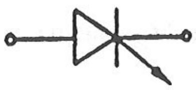


Fig.5.8: Símbolo circuital del Varicap.

Existen otros diodos, denominados VARISTORES, que se utilizan fundamentalmente en la zona de su característica donde la resistencia dinámica varía de forma apreciable con la corriente de polarización directa, y por tanto se utilizarán en circuitos donde interese incluir resistencias no lineales.

5.4 Diodos rápidos o de conmutación

Con frecuencia se precisan diodos que trabajen alternativamente en conducción y en corte, y con una tensión de polarización (alterna) de una frecuencia alta. Decimos entonces que el diodo trabaja en régimen de conmutación. Ya se mencionó en el apartado 4.7 que frente a un cambio brusco en la polaridad de la tensión aplicada, la corriente en el diodo no puede alcanzar su valor estable de forma inmediata, precisando un tiempo de recuperación. Aunque dicho tiempo es usualmente muy pequeño, del orden de nanosegundos, tiene enorme importancia cuando la frecuencia de la tensión de polarización es muy elevada, pues en dicho caso la corriente en el diodo dificilmente podrá "seguir" los rápidos cambios en la tensión que se le aplica. Los diodos que se diseñan con tiempos de recuperación muy pequeños, al objeto de ser utilizados en conmutación, son los que nos interesan en este apartado.

Para conmutaciones rápidas interesará, por tanto, disminuir el lo posible el tiempo de recuperación. Como ya se mencionó en el apartado 4.7 dicho tiempo será tanto mayor cuanto mayor sea la carga de portadores almacenada en las zonas neutras, y cuanto mayor sea el tiempo de vida medio de los portadores minoritarios. Por tanto debe actuarse en dos sentidos:

a) Disminuir el volumen de las zonas neutras: de esta forma la carga almacenada en las mismas será también menor.

b) Conseguir un tiempo de vida medio de minoritarios corto: para conseguirlo deben introducirse impurezas que actúen como centros de recombinación, siendo entonces el tiempo de vida medio inversamente proporcional a la concentración de dichos centros. Con esta actuación se tendrá, sin embargo, una corriente inversa de saturación I_S mayor.

5.5 Diodos rectificadores de potencia: Diodo PIN

Son diodos que tienen una capa de semiconductor intrínseco entre las zonas P y N (de ahí su su nombre abreviado P-I-N). En consecuencia la tensión de ruptura será muy elevada y controlable por el espesor de la capa intrínseca, lo que les confiere utilidad en rectificación de potencia. Otra característica importante de los diodos PIN es que la capacidad de transición varía muy poco con la tensión. Su comportamiento en polarización directa es distinto al de la unión PN normal:
Se demuestra que a bajas tensiones la característica es:

$$I = K\, e^{V/\, mV_T} \qquad \text{(ec.5.3)}$$

mientras que a tensiones altas la característica es de la forma:

$$I = K\, V^2 \qquad \text{(ec.5.4)}$$

esta característica cuadrática para altas tensiones les confiere utilidad como mezcladores o alternadores variables.

5.6 Diodo Túnel

También denominado diodo Esaki, el diodo túnel tiene una característica representada en la figura siguiente:

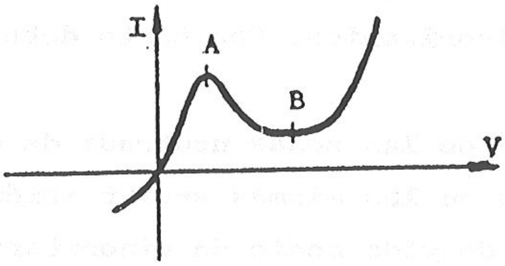


Fig.5.9 Característica del diodo túnel

El símbolo circuital que se emplea es el siguiente:

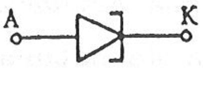


Fig.5.10 Símbolo del diodo túnel

Su característica fundamental es que entre los puntos A y B se comporta como un dispositivo con resistencia (dinámica) negativa: un incremento de tensión provoca una disminución de corriente.

Por la forma de la gráfica se dice que es un dispositivo de resistencia negativa controlado por tensión, puesto que es la tensión quien controla de forma determinante el valor de dicha resistencia negativa. Los diodos túnel, basados en el efecto túnel, se consiguen con dopados elevados, de forma que exista un enfrentamiento entre los niveles llenos de la banda de valencia de la zona P a niveles permitidos y vacíos de la banda de conducción de la zona N. De esta forma los electrones pueden "cruzar" esta barrera. La explicación de este fenómeno físico se justifica mediante la mecánica cuántica.

La aplicación de este tipo de diodos será en aquellos circuitos donde se haga uso de esta resistencia dinámica negativa, como son los biestables y osciladores de relajación.

5.7 Diodos emisores de luz: LED

Al recombinarse un par electrón-hueco, es decir, al"caer" un electrón de la banda de conducción a la banda de valencia, la energía sobrante debe ser liberada. En muchos casos esta energía se libera en forma de radiación electromagnética: los cuantos de esta energía son los FOTONES. En algunos materiales la frecuencia de esta radiación corresponde a la banda visible del espectro electromagnético, o sea, se emite en forma de luz. Este es el principio de funcionamiento de los LEDs (Light Emitting Diodes). En éstos el encapsulado se hace de forma que la radiación emitida puede salir al exterior del dispositivo.

El fenómeno de emisión de luz por recombinación se denomina electro luminiscencia de emisión, y para que se dé en cantidades apreciables es preciso forzar una recombinación fuerte, polarizando directamente la unión P-N. De esta forma pueden lograrse potencias luminosas adecuadas para ser apreciadas.

La energía liberada en una recombinación, al emplearse íntegramente en la generación de un fotón, será:

$E_g = h\nu$ (h=cte. de Plank, ν =frecuencia de la radiación emitida).

La longitud de onda de la radiación electromagnética emitida será:

$\lambda = \frac{c}{\nu}$ (c=velocidad de la luz), y por tanto será inversamente proporcional a E_g : $\lambda = \frac{h \cdot c}{E_g}$

Seleccionado un tipo de material empleado como impureza en el semiconductor, queda determinado el valor de la energía E_g y por tanto la longitud de onda de la luz emitida.

Así por ejemplo, para los siguientes materiales, se obtiene:

Material	E_g (eV)	ν(Hz)	λ(nm)	Color
Ga P	2.21	$535\cdot10^{12}$	560	VERDE
Ga As P	1.91	$461\cdot10^{12}$	650	ROJO
Ga As	1.33	$322\cdot10^{12}$	930	INFRARROJO PROXIMO

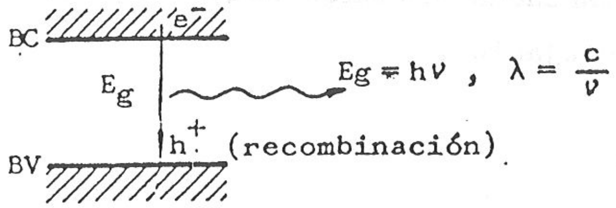


Fig.5.11: Estructura de bandas y electroluminiscencia de emisión.

El símbolo circuital del LED es el siguiente:

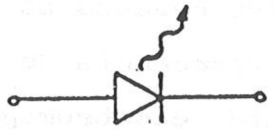


Fig.5.12: Símbolo circuital del LED

Existen otros dispositivos de la unión P-N, como el UJT (transistor Uniunión), diodos Shottky, Gunn, Impatt, Trappat, que por su uso menos extendido (salvo quizás el UJT) no serán tratados en estos apuntes.

BIBLIOGRAFIA:

1. ELECTRONICA I.Física de los dispositivos semiconductores Parte I.Curso 78/79.
Autor:Lluis Prat Viñas. Ed.:C.P.E.T. (E.T.S.E.T.B.)

2. SEEC tomo I.
Ed.:Reverté.

3. DISPOSITIVOS Y CIRCUITOS ELECTRONICOS.
Autores:Millman-Halkias. Ed.:Anaya.

4. PRINCIPIOS DE ELECTRONICA.
Autores:Gray-Searle. Ed.:Reverté.